

**THÈSE**

présentée par

Etienne BERTRAND

pour obtenir le titre de DOCTEUR de

L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER-GRENOBLE ISpécialité: **Géophysique-Géochimie**

**SISMOLOGIE LARGE-BANDE : DES ONDES DE VOLUME
AUX STRUCTURES DE
LA CROÛTE ET DU MANTEAU SUPÉRIEUR.
-APPLICATION AUX ALPES MARITIMES (FRANCE) ET À LA CAMPANIE (ITALIE)-**

Soutenue le 11 Février 2000 devant le jury composé de :

M^{elle} Anne DESCHAMPS
M^r Ulrich ACHAUER
M^r Georges POUPINET
M^r Michel CAMPILLO
M^r Jean-François STEPHAN
M^r Gérard WITTLINGER

Directeur de thèse
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur

THÈSE
présentée par
Etienne BERTRAND

**SISMOLOGIE LARGE-BANDE : DES ONDES DE VOLUME AUX STRUCTURES DE
LA CROÛTE ET DU MANTEAU SUPÉRIEUR.**
-APPLICATION AUX ALPES MARITIMES (FRANCE) ET À LA CAMPANIE (ITALIE)-

Résumé

En étudiant la propagation des ondes de volume, nous pouvons d'une part caractériser les variations brutales des propriétés physiques des matériaux et d'autre part évaluer l'anisotropie du manteau.

Le calcul des fonctions de transfert apporte une normalisation des signaux sismologiques en supprimant les effets de la source et de la propagation des ondes au voisinage de celle-ci et en isolant les phases converties *PS* sous le point d'enregistrement. Plusieurs traitements ont été appliqués aux fonctions de transfert obtenues à partir des enregistrements du réseau TGRS installé à partir de 1995 dans le sud des Alpes françaises et la Corse.

Afin de compléter les données, nous avons déployé des stations temporaires dans le cadre du programme GéoFrance 3D. L'étude conjointe de la forme des composantes longitudinales et transverses de ces fonctions a permis de mettre en évidence une croûte anormalement fine, sous l'extrême sud-est de la France, accompagnée d'une géométrie complexe de l'interface croûte/manteau. Nous montrons également les fortes variations de profondeur des principales discontinuités du manteau supérieur entre le sud de l'Europe occidentale et l'Afrique du nord. Nous observons ainsi un approfondissement significatif de la discontinuité "410" entre les Alpes Maritimes et le sud algérien tandis que dans un même temps, l'interface "670" s'élève d'une trentaine de kilomètres.

Les données sismologiques acquises lors de la campagne BROADVES nous ont permis d'observer un pendage vers le nord-est du Moho sous la région du Vésuve (Italie). D'autre part, un deuxième réflecteur plus profond est interprété comme la trace fossile d'une subduction européenne.

Dans le sud des Alpes occidentales, l'analyse de l'anisotropie du manteau est menée à partir de l'observation de la biréfringence des ondes SKS. Les données elliptiques que nous étudions fournissent une direction d'axe rapide et un délai moyen pour la région. Les résultats obtenus aux stations sont très homogènes mais ne correspondent pas au mouvement absolu des plaques prédit par le modèle NNR-NUVEL1. La direction de l'axe rapide N10° refléterait ainsi la déformation de la lithosphère et non la direction d'écoulement du manteau à sa base. Le délai moyen obtenu permet d'estimer l'épaisseur de la zone anisotrope à 130 kilomètres.

Mots clés

Sismologie large-bande; Ondes converties; Fonction de transfert; Anisotropie sismique;
Lithosphère; Manteau supérieur; Alpes; Corse; Vésuve

Etienne BERTRAND

*Sismologie large-bande : des ondes de
volume aux structures de la croûte et du
manteau supérieur.*

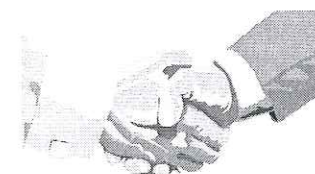
Application aux Alpes Maritimes et à la Campanie (Italie).

Univ. J. Fourier - O.S.U.G.
MAISON DES GEOSCIENCES
DOCUMENTATION
B.P. 53
F. 38041 GRENOBLE CEDEX
Tél. 04 76 63 54 27 - Fax 04 76 51 40 58
Mail : ptalour@ujf-grenoble.fr

SOPHIA-ANTIPOLIS 2000

10219386

Merci :



à toute les personnes qui de près ou de loin ont contribué au succès de ces trois années et quelques de labeur, de peine mais de joie également. À celles également qui m'ont accompagné, soutenu voir même supporté. Mille et un Mercis particulièrement à :

Mes parents, Anne Deschamps, Jean Virieux, Nicole Béthoux, Jean-François Stephan, Ulrich Achauer, Gérard Wittlinger, Michel Campillo, Georges Poupinet, Françoise Courboux, Stéphane Gaffet, Marc Sosson, Guy Ouilon, Véronique Farra, Daniele Ricciardella, Georges et Hélène Buffet, Jili-Chuan Tang, Olivia Lesne, Olivier Sardou, Olivier Laurent, Bob Dupuis, Véro Pisot, Florence Bigot-Cormier, Raffaëlla Montelli, Alessandra Ribodetti, Jean-Fred Lebrun, Pino De Natale, Reine Saighi, Suzanne Mifsud, Didier Brunel, Christophe Maron, Estelle Schissele, Jean-mat Nocquet, Loic Galisson, Fred Vincent, Marianne Font, Tanguy Ertlen, Philippe Motte, Jocelyn Guilbert, Anne Paul, Nathalie Cotte, Romain Guerschel, Christophe LGB, Olivier Monnin, toute l'équipe de "court-métrage" : Sabine-Pascale-Isabelle-Denis-Nicolas, Eric, Stéphane, Anne-Gaëlle et Fabien Douté, Lucas Seigneur, Pascale et Marc Wolf, Alexandre Sophie et Rémi Kornmann, Robert et Yolande Fleith, Francine Guy Laure et Anais Gasrel ...

J'en oublie, c'est sûr !

Résumé

En étudiant la propagation des ondes de volume, nous pouvons d'une part caractériser les variations brutales des propriétés physiques des matériaux et d'autre part évaluer l'anisotropie du manteau.

Le calcul des fonctions de transfert apporte une normalisation des signaux sismologiques en supprimant les effets de la source et de la propagation des ondes au voisinage de celle-ci et en isolant les phases converties *PS* sous le point d'enregistrement.

Plusieurs traitements ont été appliqués aux fonctions de transfert obtenues à partir des enregistrements du réseau TGRS installé à partir de 1995 dans le sud des Alpes françaises et la Corse. Afin de compléter les données, nous avons déployé des stations temporaires dans le cadre du programme GéoFrance 3D. L'étude conjointe de la forme des composantes longitudinales et transverses de ces fonctions a permis de mettre en évidence une croûte anormalement fine, sous l'extrême sud-est de la France, accompagnée d'une géométrie complexe de l'interface croûte/manteau. Nous montrons également les fortes variations de profondeur des principales discontinuités du manteau supérieur entre le sud de l'Europe occidentale et l'Afrique du nord. Nous observons ainsi un approfondissement significatif de la discontinuité "410" entre les Alpes Maritimes et le sud algérien tandis que dans un même temps, l'interface "670" s'élève d'une trentaine de kilomètres.

Les données sismologiques acquises lors de la campagne BROADVES nous ont permis d'observer un pendage vers le nord-est du Moho sous la région du Vésuve (Italie). D'autre part, un deuxième réflecteur plus profond est interprété comme la trace fossile d'une subduction européenne.

Dans le sud des Alpes occidentales, l'analyse de l'anisotropie du manteau est menée à partir de l'observation de la biréfringence des ondes SKS. Les données elliptiques que nous étudions fournissent une direction d'axe rapide et un délai moyen pour la région. Les résultats obtenus aux stations sont très homogènes mais ne correspondent pas au mouvement absolu des plaques prédit par le modèle NNR-NUVEL1. La direction de l'axe rapide $N10^\circ$ reflèterait ainsi la déformation de la lithosphère et non la direction d'écoulement du manteau à sa base. Le délai moyen obtenu permet d'estimer l'épaisseur de la zone anisotrope à 130 kilomètres.

Abstract

We analyse seismic body-wave propagation to look for small-scale variations of physical properties inside the Earth and S-wave propagation to study mantle anisotropy below a seismic station.

We normalize seismograms with the help of the receiver function approach. This method suppresses the part of the signal which is related to the source-side propagation by isolating the P-to-S converted phases associated with boundaries beneath the recording site.

Several processing approaches have been employed to model and invert the shape of the receiver functions computed from teleseismic broadband recordings of the recent TGRS network. These stations have been operating since 1995 in the southwestern Alps and Corsica. We add to this set of data recordings from temporary broadband stations set up during periods of 3-to-4 months as part of the *Géofrance 3D* program. The simultaneous inversion of the transverse and longitudinal components of the receiver functions gives new evidence of an abnormally thin crust with a complex Moho topography in the study area.

Furthermore, the receiver functions are used to constrain the upper mantle discontinuities. The depth of these discontinuities show strong lateral variations between the south of Europe and the north of Africa. The 410km discontinuity is characterized by an increase in depth from the north to the south whereas the 670 depth decreases.

With seismological data recorded during the *Broadves* experiment, we show a NE dipping Moho beneath the Vesuvius area (Italy). A deeper reflector is interpreted as the trace of an ancient european subduction.

In the southwestern Alps, SKS splitting analysis provides us with a fast velocity direction and delay time. The results that we obtain are similar at all of our stations. We find a $N10^\circ$ fast direction that does not match the absolute plate motion predicted by the NNR-NUVEL1 model. We infer that this direction is thus related to the deformation of the lithosphere beneath the region. The estimated thickness of the anisotropic layer, deduced from the delay time between the fast and slow polarisation, is close to 130km.

Univ. J. Fourier - O.S.U.G.
MAISON DES GEOSCIENCES
DOCUMENTATION
B.P. 53
F. 38041 GRENOBLE CEDEX
Tél. 04 76 63 54 27 - Fax 04 76 51 40 58
Mail : ptalour@ujf-grenoble.fr

Table des matières

Introduction générale	7
I Ondes converties et Fonctions de Transfert	11
Introduction	13
1 Structure interne de la Terre : apport de la Sismologie.	15
1.1 Réflexion et conversion des ondes de volume sur une discontinuité	15
1.2 Description des discontinuités du manteau observées en sismologie	19
1.3 Caractérisation pétrologique et sismique de la lithosphère	21
1.4 Propagation des ondes de volume dans le manteau	23
2 Calcul des fonctions de transfert	27
2.1 Bases de traitement du signal	27
2.1.1 Convolution	27
2.1.2 Transformation de Fourier	28
2.1.3 Système linéaire et stationnaire	30
2.2 Déconvolution	31
2.2.1 Déconvolution et fonction de transfert	31
2.2.2 Intercorrélation	32
2.2.3 Division spectrale	33
2.2.4 Filtre de Wiener	34
2.2.5 Déconvolution dans le domaine temporel	35
2.2.6 Comparaison des méthodes	36
3 Caractéristiques des fonctions de transfert	41
3.1 Sensibilité des fonctions de transfert	41
3.2 Pourquoi des enregistrements large-bande ?	58
Conclusion	61
II Inversion des Fonctions de Transfert	63
Introduction	65

4 Spectre de Vitesse : l'imagerie des structures mantelliques	67
4.1 Correction dynamique dans le cas plan	67
4.2 Spectre de vitesse dans le cas plan	70
4.3 Correction de sphéricité	71
4.4 Synthétiques	71
4.4.1 Le modèle	72
4.4.2 Sismogrammes synthétiques	74
4.5 Fonctions de transfert	75
4.6 Spectres de vitesse	78
4.6.1 Calcul direct	78
4.6.2 Correction multicouche	80
4.7 Limites de la méthode	82
5 Investigation lithosphérique	85
5.1 Inversion : la méthode d'Ammon	85
5.1.1 L'inversion semi-linéarisée	87
5.1.2 Discussion	91
5.2 Analyse des polarisations : détermination de la direction de pendage des interfaces	96
5.2.1 Fonctions de transfert synthétiques	96
5.2.2 Conséquence de l'inclinaison des interfaces sur les fonctions de transfert	97
5.2.3 Conclusion	100
5.3 Analyse en réseau	103
5.3.1 Diffraction isotrope	104
5.3.2 Grille de diffraction	106
6 Cas d'une structure tabulaire : Tamanrasset	119
6.1 Les données	120
6.2 Fonctions de transfert	121
6.3 Structure crustale	129
6.4 Discontinuités mantelliques	132
Conclusion	136

III Applications : Les Alpes Maritimes et la région Campanienne **139**

Introduction **141**

7 Introduction à la tectonique de l'ouest de la Méditerranée	143
7.1 Évolution géodynamique	143
7.2 La région Campanienne	146
7.2.1 Le Vésuve : un volcan à haut risque	146
7.2.2 Les Champs Phlégréens	147
7.3 Épaisseur crustale sous les Alpes et le nord-ouest de l'Italie	148

8 Les Alpes Maritimes	153
8.1 Présentation des campagnes de mesure	153
8.2 Fonctions de transfert	155
8.2.1 Réseau TGRS	155
8.2.2 Les stations temporaires	162
8.3 Structures lithosphériques	163
8.3.1 Inversion : Ammon	163
8.3.2 Pendage du Moho	167
8.3.3 Grille de diffraction	168
8.3.4 Profondeur du Moho	171
8.4 Spectre de vitesse	172
8.4.1 Partie continentale	172
8.4.2 Corse	173

9 La région Campanienne **177**

9.1 Présentation des campagnes de mesure	177
9.2 Fonctions de transfert	178
9.3 Structures lithosphériques	183
9.3.1 Inversion	183
9.3.2 Pendage du Moho	185
9.3.3 Grille de diffraction	186

Conclusion **190**

IV Caractérisation sismologique de l'Anisotropie Mantellique **193**

Introduction **195**

10 Caractérisation Sismologique de l'Anisotropie **197**

10.1 Anisotropie et Biréfringence des ondes SKS	197
10.1.1 Localisation et nature de l'anisotropie	197
10.1.2 Biréfringence des ondes SKS	202
10.2 La méthode rotation-corrélation	204
10.2.1 Explications	204
10.2.2 La pratique	206
10.2.3 Limites de la méthode	211

11 Anisotropie sous 9 stations du sud-est de la France **217**

11.1 Les stations et les données	217
11.1.1 Les stations	217
11.1.2 Les données	218
11.2 Un exemple de traitement	220
11.3 Les résultats	222
11.3.1 Stations TGRS	222
11.3.2 Stations temporaires	227

11.3.3 Synthèse des résultats	229
Conclusion	233
Conclusion générale	237
Bibliographie	241
 Annexes	 253
Décomposition en valeurs singulières	253
Liste des stations	255
Liste des séismes	256
Paramètres des fonctions de transfert pour les Alpes Maritimes	260
Article accepté à PEPI	263

Liste des figures

1.1 Déplacements associés aux ondes de volume.	16
1.2 Réflexion et conversion d'une onde P sur une interface plane.	16
1.3 Répartition de l'énergie au passage d'une interface plane et d'épaisseur nulle	18
1.4 Coupe pétrologique et profil de vitesse des ondes <i>P</i> pour la croûte océanique (Lowrie, 1997).	21
1.5 Coupe pétrologique et profil de vitesse des ondes <i>P</i> pour la croûte continentale (Lowrie, 1997).	22
1.6 Propagation des ondes <i>P</i> dans le manteau : tracé de rais dans le modèle Iasp91.	24
1.7 Hodochrone des principales phases pour un foyer en surface calculé dans le modèle Iasp91 (Kennett & Engdahl, 1991)	25
 2.1 Modélisation d'un sismogramme obtenu par la convolution d'un "log impulsionnel" et de l'onde P incidente.	32
2.2 Blanchiment d'un spectre.	34
2.3 Synthétique utilisé pour tester les méthodes.	36
2.4 Autocorrélation de la composante verticale et intercorrélations des deux composantes verticales et horizontale	37
2.5 Comparaison des résultats obtenus par les trois méthodes de déconvolution.	39
 3.1 Modèle plan utilisé pour le calcul des sismogrammes synthétiques.	42
3.2 Construction du sismogramme synthétique.	43
3.3 Sismogramme synthétique et fonction de transfert qui en est dérivée.	45
3.4 Valeurs singulières de la déconvolution.	46
3.5 Résultats de la déconvolution de la composante longitudinale. Cas non bruité.	47
3.6 Comparaison des résultats obtenus par la déconvolution et les réponses impulsionnelles ayant servi à la modélisation des sismogrammes synthétiques.	48
3.7 Modélisation du sismogramme synthétique bruité.	49
3.8 Valeurs singulières de la déconvolution. Cas bruité.	51
3.9 Résultats de la déconvolution de la composante longitudinale bruitée.	52
3.10 Sélection du facteur de seuillage donnant a priori la meilleure fonction de transfert.	53
3.11 Sismogramme synthétique dans le cas où une phase pP suit la phase P principale.	54
3.12 Superposition des résultats de la déconvolution du cas pP (rouge) et des résultats obtenus à partir du cas simple.	55

3.13	Zoom sur les 30 premières secondes des fonctions de transfert calculées pour trois facteur de seuillage différents 0.0005%, 10% et 30%.	56
3.14	Résultats de l'auto-déconvolution de la composante verticale.	57
3.15	Comparaison CP, LP et LB.	59
4.1	Phase convertie P-SV dans un modèle d'une couche sur un demi-espace homogène (Gurrola <i>et al.</i> , 1994).	68
4.2	Correction dynamique et principe de sommation.	69
4.3	Phase P2p1s dans un modèle d'une couche sur un demi-espace homogène (Gurrola <i>et al.</i> , 1994).	70
4.4	Modèle à symétrie sphérique utilisé.	72
4.5	Courbes de vitesse et de densité du modèle.	73
4.6	Valeurs des sauts de vitesse et de densité du modèle.	73
4.7	Ondelette source utilisée pour la synthèse des sismogrammes	74
4.8	Exemple de sismogramme synthétique.	75
4.9	Exemple de fonction de transfert.	76
4.10	Effet du filtrage passe-bas de fréquence de coupure de 0.3 Hz sur la fonction de transfert.	77
4.11	Fonctions de transfert calculées pour le modèle IASP91.	78
4.12	Spectres de vitesse calculés pour les synthétiques du modèle IASP91.	79
4.13	Convention de notation du cas simple à deux couches	80
4.14	Conversion <i>PS</i> dans un milieu à plusieurs couches.	81
4.15	Spectres de vitesse corrigés pour les profondeurs de 410 km et 660 km.	82
4.16	Échantillonnage des interfaces du manteau supérieur par les phases télé-sismiques <i>P</i> converties <i>S</i>	83
4.17	Variations latérales des discontinuités majeures du manteau supérieur d'après Thiot, 1995.	84
5.1	Synthétique calculé pour illustrer l'inversion de Ammon <i>et al.</i> (1990).	86
5.2	Test du facteur de lissage.	89
5.3	Profil de référence utilisé dans l'inversion et famille de modèles de départ qui en dérive.	91
5.4	Étapes clefs de la procédure d'inversion.	92
5.5	Illustration de la surface de la fonction coût type dans une inversion de fonction de transfert.	93
5.6	Inversion de la fonction de transfert de la figure 5.1 en considérant un modèle de référence plus éloigné du modèle vrai.	94
5.7	Variations azimutales des fonctions de transfert synthétiques en présence d'une interface pentée.	99
5.8	Temps d'arrivée des phases converties en fonction de l'azimut d'arrivée de l'onde <i>P</i>	101
5.9	Hodochrones synthétiques des phases converties en présence d'une interface pentée.	102
5.10	Conventions de notation pour la détermination des isochrones de diffraction.	105
5.11	Isochrones des points diffractants dans un milieu homogène.	106

5.12	Schéma explicatif de la méthode d'inversion des sismogrammes en termes de points diffractants sous le point s'enregistrement.	107
5.13	Comparaison entre l'isochrone de diffraction <i>PS</i> théorique et la grille de diffraction obtenue avec une fonction de transfert synthétique.	108
5.14	Sismogrammes synthétiques modélisant une diffraction unique <i>PS</i> dans un milieu homogène.	110
5.15	Coupe verticale dans la grille de diffraction.	111
5.16	Modèle et fonctions de transfert synthétiques associées.	113
5.17	Section verticale au travers de la grille de diffraction.	114
5.18	Grilles de diffractions pour une forme d'onde complète, phases converties et diffractées.	116
6.1	Répartition des télé-séismes enregistrés à la station TAM entre 1990 et 1999.	120
6.2	Distribution des paramètres de rai associés aux phases <i>P</i> analysées selon l'azimut d'arrivée de l'onde.	121
6.3	Extrait de l'enregistrement à la station TAM du séisme péruvien du 30 mai 1990 à 2:34:07 UTC.	122
6.4	Résultats de la déconvolution de la composante longitudinale par la composante verticale du sismogramme selon le facteur de seuillage utilisé.	123
6.5	Extrait de l'enregistrement à la station TAM du séisme du 14 août 1990 à 21:46:11 UTC.	124
6.6	Création des onde <i>pP</i> et <i>sP</i> au voisinage de la source	124
6.7	Même représentation du résultat de la déconvolution que pour la figure 6.4.	126
6.8	Diagramme des fonctions de transfert obtenues à la station TAM.	127
6.9	Résultat de la sommation des fonctions de transfert.	128
6.10	Résultat de l'inversion de la fonction de transfert longitudinale de la figure 6.9.	130
6.11	Coupe verticale dans la grille de diffraction selon un profil ouest-est	131
6.12	Spectres de vitesse obtenus pour TAM.	133
7.1	Principales structures tectoniques de la Méditerranée nord-occidentale (Stampfli et Marchant, 1997).	144
7.2	Reconstruction paléotectonique de l'Ouest de la Méditerranée au Miocène inférieur (Gueguen <i>et al.</i> , 1998).	145
7.3	Tectonique actuelle. (Gueguen <i>et al.</i> , 1998)	145
7.4	Image satellite du Vésuve.	146
7.5	Coupe à l'échelle crustale d'après un profil sismique au sud de la région Campanienne (Scarascia <i>et al.</i> , 1994).	148
7.6	Compilation des isobathes du Moho coordonnée par l'IPSN (1992).	149
7.7	Cartographie de la topographie du Moho, d'après Waldhauser <i>et al.</i> , 1998.	151
8.1	Répartition des stations sismologiques large-bande permanentes et temporaires des Alpes du sud sur une carte schématique des principales unités tectoniques extraite de Laurent, 1998.	154
8.2	Distribution, selon l'azimut d'arrivée et le paramètre de rai théoriques de l'onde <i>P</i> , des événements dont les enregistrements aux stations TGRS ont été étudiés.	156

8.3	Composantes longitudinale (à gauche) et transverse (à droite) des fonctions de transfert obtenues à la station CALF.	157
8.4	Composantes longitudinale (à gauche) et transverse (à droite) des fonctions de transfert obtenues à la station STET.	158
8.5	Composantes longitudinale (à gauche) et transverse (à droite) des fonctions de transfert obtenues à la station SAOF.	159
8.6	Composantes longitudinale (à gauche) et transverse (à droite) des fonctions de transfert obtenues à la station SMPL.	160
8.7	Résultats de la sommation des fonctions de transfert pour les stations permanentes. Deux groupes de séismes ont été choisis regroupant des événements dont la localisation est proche.	161
8.8	Distribution, selon l'azimut d'arrivée et la paramètre de rai théoriques de l'onde <i>P</i> , des événements dont les enregistrements aux stations temporaires ont été étudiés.	162
8.9	Résultats de la sommation des fonctions de transfert pour les stations temporaires.	163
8.10	Résultat de l'inversion d'Ammon pour les stations des Alpes.	164
8.11	Profil de sismique réfraction au travers de la Corse. Le profil est nord-sud et passe dans le Golfe de Saint-Florent à l'ouest du cap Corse (Scarascia et al., 1994).	165
8.12	Distribution des polarités des phases <i>P</i> et <i>Ps</i> convertie sur le Moho en fonction de la distance épacentrale et de l'azimut théorique de l'onde <i>P</i> . Fonctions de transfert de la station CALF (Bertrand & Deschamps, 2000, article en annexe).	167
8.13	Distribution des polarités de la phase <i>Ps</i> convertie sur le Moho en fonction de la distance épacentrale et de l'azimut théorique de l'onde <i>P</i> . Fonctions de transfert de la station STET (Bertrand & Deschamps, 2000, article en annexe).	168
8.14	Coupes verticales dans la grille de diffraction calculée à partir des fonctions de transfert obtenues aux stations des Alpes Maritimes.	169
8.15	Grille de diffraction individuelle pour CALF et STET.	170
8.16	Grille de diffraction individuelle pour SAOF.	171
8.17	Profondeur du Moho dans le sud-est de la France.	172
8.18	Spectres de vitesse obtenus à partir des fonctions de transfert de CALF, STET et SAOF.	174
8.19	Spectres de vitesse obtenus à partir des fonctions de transfert de SMPL.	176
9.1	Localisation du réseau temporaire BROADVES 1996.	178
9.2	Répartition géographique des séismes dont l'enregistrement aux stations BROADVES ont été utilisés.	180
9.3	Fonctions de transfert calculées à partir des sismogrammes des séismes des îles Aléoutiennes.	181
9.4	Résultats de la sommation des fonctions de transfert aux stations CAP, FAI, CIC et TOR.	182
9.5	Résultat de l'inversion des fonctions de transfert pour la recherche des structures crustales de la Campanie.	184

9.6	Interprétation des résultats de l'inversion des fonctions de transfert des stations CAP, FAI et TOR.	185
9.7	Distribution des polarités de la composante transverse du pic principal aux stations CIC et SARN.	186
9.8	Coupes verticales dans la grille de diffraction calculée à partir des fonctions de transfert des stations BROADVES.	187
9.9	Grille de diffraction tenant compte du critère angulaire de Snell-Descartes.	188
10.1	Comparaison entre deux textures de roche formées sous deux régimes de contraintes différents (Skinner & Porter, 1995).	198
10.2	Réorientation de minéraux longiformes ou tabloïdes placés dans une matrice ductile.	199
10.3	Directions rapides moyennes déduites de la biréfringence des ondes SKS, compilation par Kubo & Hiramatsu (1998).	201
10.4	Mouvement absolu des plaques lithosphériques donné par le modèle NNR-NUVEL1.	201
10.5	Illustration de la biréfringence des ondes de cisaillement.	203
10.6	Définition des repères (Z,L,T) et (P,Sv,Sh) (a. et b.), trajet schématisé des ondes issues du foyer comme des ondes transversales et intéressant le manteau, le noyau et la graine (c.) et hodochrones correspondantes (d.).	205
10.7	Décomposition de l'onde SKS en deux composantes S1 (rapide) et S2 (lente).	207
10.8	Forme de l'onde cisailante synthétique de polarisation purement Sv.	210
10.9	Premier essai synthétique. La forme de l'onde SKS avant le passage au travers de la zone anisotrope est une sinusoïde apodisée.	212
10.10	Deuxième essai synthétique. La forme de l'onde SKS avant le passage au travers de la zone anisotrope est la même que pour le premier essai.	213
10.11	Troisième essai synthétique.	214
11.1	Répartition géographique des stations sismologiques utilisées pour l'analyse de l'anisotropie sous le sud-est de la France.	217
11.2	Répartition géographique des séismes utilisés pour l'analyse de l'anisotropie sous le sud-est de la France.	218
11.3	Histogramme des azimuts relevés à la station CALF pour l'étude de l'anisotropie.	219
11.4	Composante longitudinale (L) d'une phase SKS extraite d'un sismogramme enregistré à la station de Saorge (SAOF).	220
11.5	Sismogramme enregistré à la station de Calern (CALF). L'enregistrement est présenté dans le repère géographique (Z,N,E).	221
11.6	Exemple de traitement. L'onde SKS a été prélevée sur le sismogramme de la figure 11.5.	223
11.7	Exemple à SAOF. Séisme référencé a24 provenant de la Bolivie (<i>baz</i> = 243°, Δ = 93.8°).	224
11.8	Exemple à CALF. Séisme référencé a24 provenant de la Bolivie (<i>baz</i> = 242°, Δ = 93.3°).	225
11.9	Exemple à STET. Séisme référencé a57 provenant des Philippines (<i>baz</i> = 62°, Δ = 104.3°).	225

11.10Exemple à SMPL. Séisme référencé a57 provenant des Philippines ($baz = 65^\circ$, $\Delta = 104.9^\circ$).	226
11.11Diagrammes en rose regroupant les directions rapides obtenues pour les stations du réseau TGRS.	226
11.12Exemple à REGF. Séisme référencé z05 provenant de Taiwan ($baz = 54^\circ$, $\Delta = 93.9^\circ$).	227
11.13Exemple à SLEG. Séisme référencé a89 provenant du Japon ($baz = 45^\circ$, $\Delta = 89.2^\circ$).	228
11.14Exemple à GILY. Séisme référencé a49 provenant du Japon ($baz = 45^\circ$, $\Delta = 90.7^\circ$).	228
11.15Diagrammes en rose regroupant les directions rapides obtenues pour les stations temporaires.	229
11.16Directions et délais obtenus pour les 9 stations.	230
11.17Résultats de l'analyse de l'anisotropie lithosphérique sous le sud-est de la France.	232
11.18Mesures de biréfringence dans l'Europe de l'ouest.	235

Introduction générale

L'étude de la propagation des ondes émises lors d'un tremblement de terre ou par une source artificielle, permet de connaître les propriétés physiques des milieux traversés et en particulier la vitesse des ondes sismiques. Ainsi, parmi les méthodes géophysiques, la sismologie est celle qui a apporté le plus d'informations sur la structure interne de la Terre. Bien que les premiers travaux théoriques datent du *XVII^{ème}* siècle avec l'énoncé de la loi de Hooke en 1676, la sismologie est une science récente. En effet, ce n'est qu'à partir du *XIX^{ème}* siècle que des développements majeurs sont faits aussi bien du point de vue théorique que technique (Sheriff et Geldart, 1995). Ainsi, Navier et Cauchy établissent en 1821 les équations différentielles du mouvement des ondes sismiques, Poisson développe aux alentours de 1828 la théorie des ondes *P* et *S* mais ce n'est qu'en 1875 que le sismomètre est inventé en Italie par Filippo Cecchi (Lay et Wallace, 1995) tandis que le 3 novembre 1880 Milne et Gray, au Japon, enregistrent un séisme pour la première fois.

La sensibilité des premiers sismographes augmente rapidement et en 1889 Von Rebeur Pashewitz enregistre à Potsdam le premier téléseisme¹. En 1892, Milne développe à Tokyo un sismomètre suffisamment compact pour être installé dans près de 40 observatoires à travers le monde. Ceci marque le début des réseaux sismologiques à l'échelle mondiale.

Au fil du temps, les techniques d'enregistrement des mouvements du sol progressant, la sismologie a permis d'avoir un moyen d'imager la structure interne du globe. Les premiers modèles sismologiques de Terre (Jeffreys et Bullen, 1935, Dziewonski et Anderson, 1981) sont des modèles à symétrie sphérique. Ces modèles ne décrivent pas la réalité physique de la Terre, mais une "Terre moyenne". Ils permettent cependant de calculer un temps de trajet théorique des ondes dans le globe avec une précision de quelques secondes pour les ondes de volumes. Depuis une dizaine d'années, on voit apparaître des modèles 3D globaux et régionaux décrivant les propriétés élastiques de la Terre. Ces modèles sont beaucoup plus proches de la réalité physique de la Terre. Malgré les récentes avancées, un travail important reste à faire dans l'utilisation et l'interprétation des mouvements du sol enregistrés à la surface sous l'effet de la propagation des ondes sismiques à l'intérieur du globe.

L'étude des variations de temps de parcours en fonction de la distance épacentrale des ondes de volume générées lors des séismes a montré qu'il existe à l'intérieur du globe plusieurs discontinuités où, sur quelques kilomètres d'épaisseur, la vitesse des ondes varie rapidement. Ces discontinuités délimitent des zones où les propriétés physiques des

¹ séisme très distant du point d'enregistrement.

matériaux sont très différentes. L'étude de la nature de ces interfaces a permis notamment la détermination de la composition chimique de l'intérieur de la terre. Les principaux sauts de vitesse sont situés à des profondeurs moyennes de :

- 30-35 km pour la discontinuité de Mohorovičić, le "Moho".
- 2900 km pour la discontinuité de Gutenberg.
- 5100 km pour la discontinuité de Lehmann.

Le manteau est alors défini comme étant la partie comprise entre 30 et 2900 km, avec au-dessus la croûte et en-dessous le noyau qui est subdivisé en noyau externe au comportement liquide (jusqu'à 5100 km) et en graine, partie solide.

Les discontinuités peuvent être décrites grâce à l'observation des phénomènes de réflexion et de conversion des ondes sismiques qui les traversent. Pour atteindre ces profondeurs, les sources sont les séismes naturels qui ont lieu en permanence sur la Terre. Les études sont alors limitées par la répartition de ces séismes majoritairement localisés sur les frontières de plaques et plus particulièrement dans la zone circum-Pacifique.

Les profils de sismique réflexion et réfraction sont des techniques d'investigation de la lithosphère ayant *a priori* une résolution très fine puisque basées sur des ondes sismiques relativement haute fréquence. D'un autre côté, les ondes de surface de plus longue période, permettent de sonder plus profondément dans le manteau au détriment de la résolution (surtout latérale). La bande de fréquences entre la sismique explorative (quelques Hertz) et les méthodes utilisant les ondes de surface (quelques dixièmes de Hertz) est couverte par les études se basant sur l'enregistrement des ondes de volume téléseismiques ayant une période de 1 à quelques secondes. Un des objectifs principaux de cette thèse est de vérifier quelles sont les conditions d'application des méthodes d'analyse de ces ondes. Nous proposons dans un même temps d'étudier les structures situées sous la Méditerranée nord-occidentale. Deux régions sont spécialement visées : Le sud des Alpes françaises et la Campanie dans le sud de l'Italie.

La sismologie fournit une image de la stratification de la Terre. Des ondes générées sur les discontinuités sismiques constituent la seule observation directe de ces discontinuités. Dans la première partie de ce mémoire, nous verrons quelles sont les ondes qui naissent aux interfaces du manteau et de la croûte et quelles sont les techniques permettant de les isoler dans les enregistrements téléseismiques. Cette partie sera ensuite suivie de la description des méthodes d'études de ces phases. Les différentes techniques seront analysées en détail pour comprendre leur mode de fonctionnement, les hypothèses qu'elles impliquent ainsi que leur limitation et les incertitudes sur les résultats qu'elles apportent. Une troisième partie proposera les applications que nous avons faites dans les Alpes sud-occidentales et la région du Vésuve.

Le manteau est composé essentiellement de silicates, c'est-à-dire de minéraux à base d'oxyde de silice et est le siège de courants de convection. La connaissance de sa structure est à la base de la compréhension de ces phénomènes convectifs. Les écoulements fluides du manteau provoquent le déplacement en surface des plaques lithosphériques et constituent

le moteur principal de la tectonique des plaques. Ils sont également à l'origine du caractère anisotrope de la structure de la partie sommitale du manteau. Là encore, l'étude de la propagation des ondes de volume permet de déterminer les propriétés anisotropes de ces milieux. La quatrième partie de ce mémoire est consacrée à cet aspect de la sismologie des ondes de volume.

Partie I

Ondes converties et Fonctions de Transfert

Introduction

Les tremblements de terre libèrent une énergie capable de se propager sur une grande distance, sous forme d'onde sismique par déformation du milieu. Ces ondes traversent ainsi la terre de part en part et sont enregistrées par les stations sismologiques réparties à la surface du globe.

Les mouvements du sol enregistrés par une station sous l'effet de l'arrivée d'ondes de volume télé-sismiques dépendent de plusieurs paramètres. Ces mouvements dépendent notamment de la forme de la fonction source², de la structure de la terre autour du foyer du séisme, du milieu entourant le point bas du rai³ et de la structure du manteau et de la croûte sous le point d'enregistrement. Les phases enregistrées à des distances épacentrales inférieures à 30 degrés ont une forme complexe liée aux triplications engendrées par la structure du manteau supérieur. D'autre part, les ondes enregistrées à des distances supérieures à 90 degrés sont fortement atténuées (Perrot, 1994). Entre 30 et 90 degrés nous évitons ces problèmes.

Diverses techniques ont été mises au point pour isoler dans les sismogrammes⁴ la partie du signal influencée par le milieu sous la station afin de retrouver la structure de la croûte et du manteau supérieur. Ces méthodes se basent essentiellement sur la modélisation des phases issues des conversions d'onde *S* en onde *P* et réciproquement aux passages d'interfaces marquées par un saut de la vitesse de propagation des ondes.

Alors que certains auteurs recherchent la structure en modélisant directement la forme de ces phases dans les sismogrammes (voir par exemple Burdick & Langston, 1977; Langston, 1977; Vinnick, 1977 pour les plus anciens) d'autres essaient d'analyser le rapport des spectres d'amplitude des composantes horizontales sur celui de la composante verticale du mouvement du sol associé à l'onde *P* et sa coda⁵. Dès 1964, Phinney développe la méthode et tente d'estimer la structure crustale sous deux stations sismologiques en utilisant des enregistrements longue période. Pour estimer les paramètres du milieu, supposé être horizontalement stratifié, l'auteur compare les rapports observés à la station avec ceux obtenus à partir d'un modèle théorique. Les rapports théoriques sont calculés en utilisant la matrice de Thomson-Haskell (Thomson, 1950; Haskell, 1953). Cette technique a ensuite été utilisée, par exemple, par Fernandez & Careaga (1968) pour trouver l'épaisseur crustale sous le centre des États-Unis d'Amérique. Berzon (1965) montre l'intérêt d'étudier simultanément les spectres de phase et d'amplitude pour améliorer la résolution de la modélisation. L'avantage de cette méthode réside dans le fait qu'elle permet d'ignorer la forme des ondes incidentes. Par contre, elle a le désavantage de présenter une instabilité chronique. D'autre part l'interprétation des résultats semble quelques fois difficile (Burdick & Langston, 1977).

La première étude à introduire le calcul de fonctions de transfert pour la détermination de la structure sous une station sismologique trois composantes⁶ est menée par Langston en

²énergie élastique libérée par la source en fonction du temps

³point sur le trajet de l'onde au niveau duquel la tangente au rai est horizontale.

⁴Enregistrement temporel du mouvement du sol en un point

⁵train d'onde arrivant juste après l'onde *P*, sur une durée allant de une à deux minutes

⁶station enregistrant simultanément le mouvement du sol selon trois directions : la verticale, le Nord et l'Est en général

1979. Il améliore notablement l'analyse et l'interprétation des sismogrammes en développant une technique pour normaliser les enregistrements et s'affranchir de la forme de la source et de l'influence du voisinage du foyer. En isolant les phases converties dans la coda de l'onde P , Langston détermine le pendage d'une discontinuité sous la station longue période LON située dans l'État de Washington (USA). Depuis, il est possible de comparer directement les enregistrements de divers téléseismes à une même station sans se soucier de la différence dans la forme de la fonction source.

Beaucoup d'études se sont basées sur cette technique et interprètent des fonctions de transfert (voir par exemple Owens *et al.*, 1984; Owens & Crosson, 1988; Mangino *et al.*, 1993; Kind *et al.*, 1995; Baker *et al.*, 1996). Elle a également été étendue à des réseaux temporaires de stations large-bande (Owens *et al.*, 1988; Abers, 1998; Jones & Phinney, 1998).

Dans cette première partie, nous allons voir pourquoi toutes ces études calculent les fonctions de transfert en déconvoluant les composantes horizontales par la composante verticale des sismogrammes et quelles sont les hypothèses de départ. Nous présenterons également différentes techniques de déconvolution mais avant cela nous rappelons les principes de réflexion, transmission et conversion des ondes de volume au passage d'une interface entre deux milieux où les vitesses de propagation sont différentes. Nous ferons ensuite une rapide mise au point sur les discontinuités du manteau supérieur et de la croûte connues à ce jour, tandis qu'un chapitre énoncera les principes de base de traitement de signal indispensables quand on étudie des phénomènes vibratoires. La partie se terminera par une analyse de la sensibilité des fonctions de transfert et nous montrerons l'intérêt des enregistrements large-bande.

Chapitre 1

Structure interne de la Terre : apport de la Sismologie.

1.1 Réflexion et conversion des ondes de volume sur une discontinuité

Vers 1828, Poisson établit la théorie des ondes P et S : les ondes de volume traversant un milieu élastique sont de deux types :

- Les ondes P polarisées selon la direction de propagation. Ce sont des ondes compressives dont la vitesse en un point est donnée par :

$$V_P = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}, \quad (1.1)$$

où λ et μ sont les paramètres de Lamé et ρ la densité du milieu en ce point. Le déplacement lié aux ondes P dérive d'un potentiel scalaire Φ :

$$\vec{u}_P = \overrightarrow{\text{grad}} \Phi. \quad (1.2)$$

- Les ondes S polarisées perpendiculairement à la direction de propagation. Ce sont des ondes de cisaillement dont la vitesse, plus faible que celle des ondes P pour un même milieu, est donnée par la relation :

$$V_S = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}. \quad (1.3)$$

Ces ondes ne se propagent pas dans les liquides car $\mu = 0$. Le déplacement des particules dans ce cas dérive d'un potentiel vecteur $\vec{\Psi}$ à divergence nulle :

$$\vec{u}_S = \overrightarrow{\text{rot}} \vec{\Psi}. \quad (1.4)$$

L'onde S a pour composantes une onde S_V polarisée dans le plan d'incidence vertical et une onde S_H polarisée perpendiculairement au plan d'incidence.

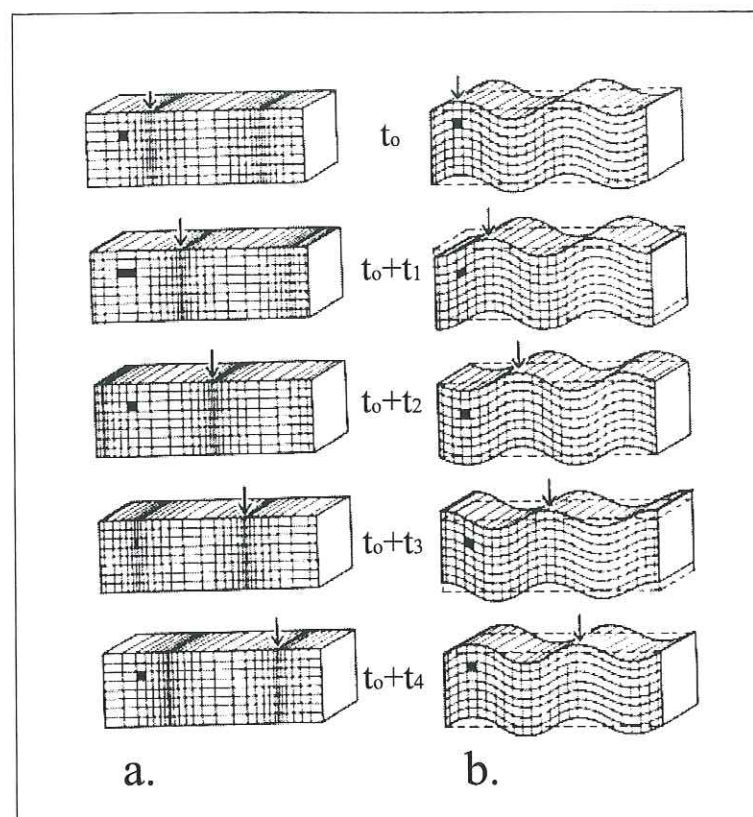


Figure 1.1: Déplacements associés aux ondes de volume. -a.: Onde P. -b.: Onde S

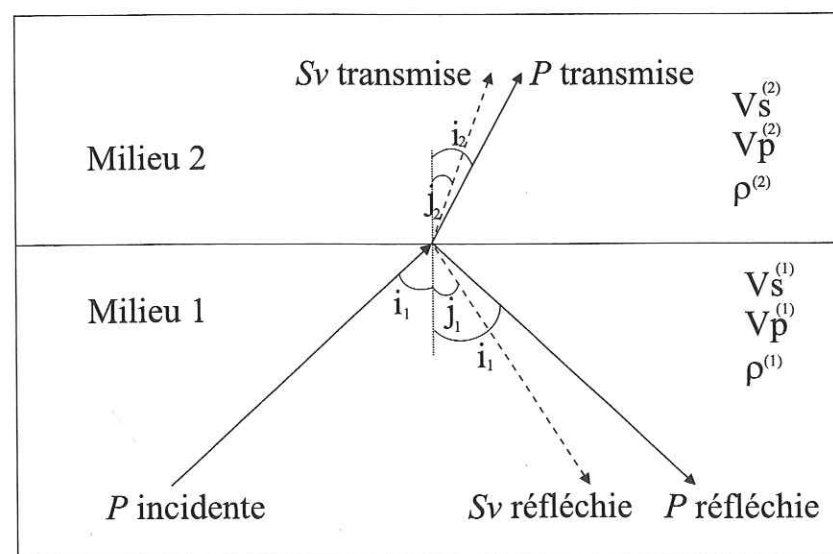


Figure 1.2: Réflexion et conversion d'une onde P sur une interface plane séparant deux milieux solides. Au contact de l'interface, l'onde incidente génère quatre composantes.

Lorsqu'un front d'onde de volume (P ou S) rencontre une interface séparant deux milieux de comportement élastique différent, ou de densité différente, une partie de l'énergie repart dans le milieu incident, l'autre est transmise à travers la surface (Sheriff, 1989). D'autre part, il existe un couplage entre les ondes P et SV aux interfaces. C'est-à-dire qu'au passage d'une discontinuité, il se produit une conversion des ondes P en ondes SV et inversement. La figure 1.2 illustre les phénomènes de réflexion et de conversion pour une interface plane et d'épaisseur nulle.

Les angles de réflexion et de transmission montrés figure 1.2 sont reliés entre eux par la loi de *Snell-Descartes*,

$$\frac{\sin i_1}{V_P^{(1)}} = \frac{\sin j_1}{V_S^{(1)}} = \frac{\sin i_2}{V_P^{(2)}} = \frac{\sin j_2}{V_S^{(2)}} \quad (1.5)$$

On définit des coefficients de réflexion et de transmission pour chaque type d'onde. Si on désigne par $A_P^{(0)}$ l'amplitude de l'onde P incidente et par $A_j^{(i)}$ ($j = P, SV$ et $i = t, r$), les amplitudes des phases produites à l'interface, on a :

$$\mathcal{R}_{PS} = \frac{A_{SV}^{(r)}}{A_P^{(0)}} \quad , \text{ pour le coefficient de réflexion en onde } SV, \quad (1.6)$$

$$\mathcal{R}_{PP} = \frac{A_P^{(r)}}{A_P^{(0)}} \quad , \text{ pour le coefficient de réflexion en onde } P. \quad (1.7)$$

$$\mathcal{T}_{PS} = \frac{A_{SV}^{(t)}}{A_P^{(0)}} \quad , \text{ pour le coefficient de transmission en onde } SV, \quad (1.8)$$

$$\mathcal{T}_{PP} = \frac{A_P^{(t)}}{A_P^{(0)}} \quad , \text{ pour le coefficient de transmission en onde } P. \quad (1.9)$$

Dans le cas de la figure 1.2, où la discontinuité est plane et d'épaisseur nulle, les coefficients de réflexion et de transmission ne dépendent pas de la fréquence de l'onde incidente ni de la topographie de l'interface. Par contre, ils sont fonction des contrastes de densité et de vitesse entre les deux milieux ainsi que de l'angle d'incidence des ondes.

Le graphique de la figure 1.3 illustre la répartition de l'énergie entre les quatre ondes générées à une interface, pour des densités et des vitesses fixées en fonction de l'angle d'incidence. L'onde incidente est une onde P et on considère une chute de la vitesse au passage de l'interface correspondant à la transition manteau-croûte.

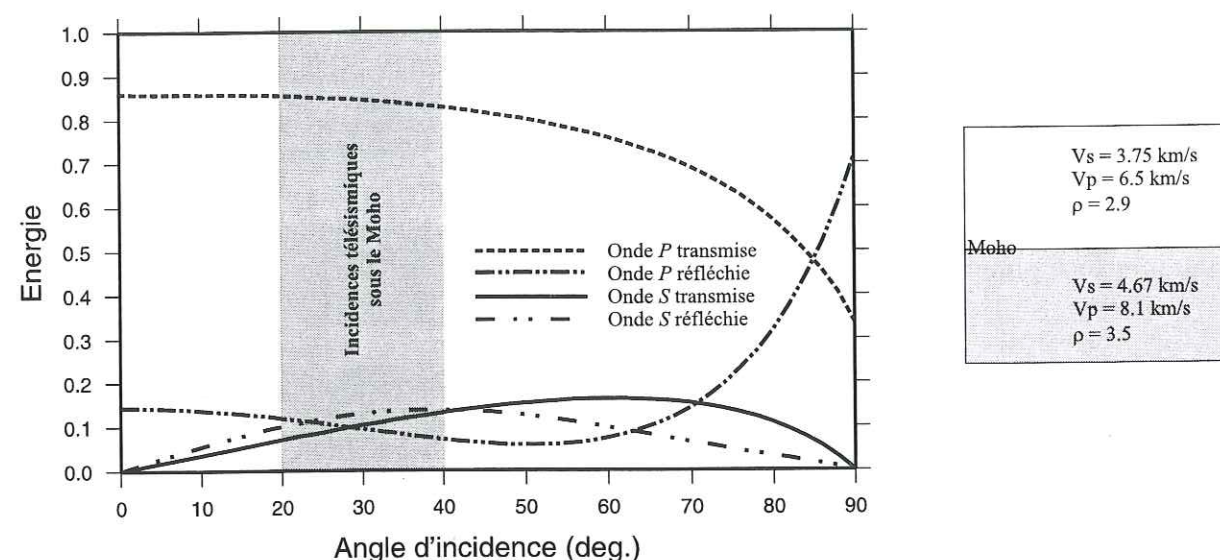


Figure 1.3: Répartition de l'énergie au passage d'une interface plane et d'épaisseur nulle pour des paramètres élastiques fixés, en fonction de l'angle d'incidence de l'onde P. D'après les formules développées dans Aki & Richards, 1980, pp.149-150. La zone en grisé correspond aux angles d'incidence sur le Moho pour le Modèle sphérique Iasp91.

Pour des angles d'incidence très faibles, une partie de l'énergie se transmet sous forme d'onde *P* dans le milieu 2 et l'autre est réfléchie dans le milieu incident sous forme *P* également. Dans ce cas, il n'y a pas création d'onde de cisaillement. Si l'angle augmente, l'onde *P* incidente donne naissance à deux ondes supplémentaires : une onde *S* réfléchie dans le milieu 1 et une deuxième onde *S* se propageant dans le milieu 2. Cette répartition de l'énergie se fait principalement au détriment de l'onde *P* réfléchie et on peut noter que pour des incidences intermédiaires les phases *S* sont plus importantes que la phase *P* réfléchie. Dans le cas de l'onde *P* incidente sur le Moho, l'énergie de l'onde *S* transmise est toujours inférieure à 15% de l'énergie de l'onde *P*. Ceci correspond donc sur les enregistrements sismiques à des amplitudes relativement faibles.

En plus de la réflexion, de la transmission et de la conversion, les ondes traversant la Terre subissent d'autres phénomènes physiques :

- **La diffraction** : Selon le principe de Huygens, chaque point d'un front d'onde peut être considéré comme une source secondaire. Les fronts d'ondes successifs sont l'enveloppe des fronts issus des sources secondaires. En présence d'un milieu très hétérogène, on observe un champ d'onde diffracté.
- **L'atténuation** : Les ondes qui se propagent dans la Terre sont atténuées par des phénomènes anélastiques qui entraînent une perte d'énergie mécanique par dissipation thermique. Les origines de ce phénomène ne sont à l'heure actuelle pas encore parfaitement connues mais il est fort probable que l'atténuation des ondes sismiques est directement liée à la présence de fluides dans les roches. Kenneth & Nur (1979) montrent que l'atténuation causée par des fluages fluides compose l'essentiel des pertes énergétiques. Ainsi, pour les régions volcaniques, l'étude de la dissipation de

l'énergie due à une propagation non adiabatique des ondes est un critère pour détecter la présence de chambres magmatiques ou de fluides géothermiques (Guilbert, 1995).

- **L'anisotropie** : Les ondes *P* traversant un milieu anisotrope vont se propager à des vitesses différentes selon la direction de propagation tandis qu'une onde *S* va se séparer en deux composantes se propageant à des vitesses différentes. Ce dernier phénomène est appelé la biréfringence des ondes de cisaillement et sera étudié plus en détail dans la troisième partie de ce mémoire.

1.2 Description des discontinuités du manteau observées en sismologie

Les phases réfléchies ainsi que les phases converties sont le seul moyen d'étude direct des discontinuités internes de la terre. Ces phases sont pourtant difficilement détectables du fait de leur faible amplitude. Nous verrons par la suite comment identifier les phases converties sur les sismogrammes.

Lorsque ces phases sont reconnues, elles permettent l'étude de (Thirot, 1995) :

- La profondeur des discontinuités par le calcul des temps de propagation.
- L'épaisseur des discontinuités, en analysant la variation de l'amplitude de ces phases en fonction de leur fréquence.
- Les sauts de vitesse peuvent être déduits de l'amplitude des phases générées aux interfaces.

Le travail présenté ici s'attache essentiellement à la détermination de la profondeur des discontinuités. Deux discontinuités à 410 km et 660 km de profondeur moyenne ont été mises à jour lors de l'exploitation systématique des données de temps d'arrivée des séismes mondiaux sur un réseau global (WWSNN, 1963; Thirot, 1995 pour une revue des discontinuités).

Leur profondeur varie peu, sauf dans les zones de subduction où la discontinuité de 660 km s'enfonce et celle de 410 s'élève. Les profondeurs moyennes observées sont, d'après Thirot (1995), de 405 ± 15 km et 665 ± 20 km. Elles présentent tout de même des variations latérales dont la longueur d'onde ne semble pas bien définie. D'autre part, leur comportement semble anti-corrélé, c'est-à-dire que lorsque la profondeur de l'une des deux diminue, celle de l'autre augmente.

Thirot (1995) fait remarquer que la discontinuité à 400 km est assez difficile à observer. La faible amplitude des phases générées sur celle-ci pourrait s'expliquer par une épaisseur assez grande, ce qui est encore assez controversé. Quant à l'épaisseur de la discontinuité à 600 km, celle-ci semble assez mal contrainte, certains auteurs suggérant qu'il pourrait s'agir en fait d'une superposition d'une discontinuité fine et d'une zone plus large à fort gradient de vitesse (cf. Thirot, 1995).

L'origine de ces deux discontinuités est à relier à des changements de phase se produisant

dans le manteau. Effectivement, un changement de phase de l'olivine (composant majeur du manteau) est attendu vers 400 km où elle passerait de la forme α à une forme plus dense (de l'ordre de 7%), la β -olivine. Tandis qu'un second changement de phase aurait lieu à près de 660 km de profondeur, où on passerait à la pérovskite. Ce deuxième changement de phase s'accompagne d'une hausse de densité de l'ordre de 10%.

Ces transformations sont sensibles au flux de chaleur. Ceci explique le comportement des deux discontinuités. En effet, le changement de phase de 410 km étant exothermique (ce qui correspond à une pente positive de la courbe de changement de phase dans un diagramme Pression-Température), la discontinuité qui lui est associée a tendance à remonter dans le cas d'un flux descendant froid (cas des zones de subduction) et à s'enfoncer dans le cas d'un flux ascendant chaud.

La réaction donnant de la pérovskite à 660 km étant au contraire endothermique (pente du diagramme de phase négative), c'est le phénomène inverse qui se produit.

La couche entre ces deux discontinuités est généralement appelée zone de transition.

Il reste à mentionner des discontinuités qui ne sont pas observées par toutes les études portant sur ce sujet, et dont la profondeur varie considérablement d'une étude à l'autre.

Ainsi, certains auteurs (par ex. Thiriot, 1995) mettent en évidence une discontinuité vers 220 km de profondeur que n'a pas retrouvée Gurrola *et al.* (1994) sous la station d'Obninsk en Russie, par exemple. Cette controverse se retrouve dans les modèles à symétrie sphérique. Ainsi, par exemple, le modèle PREM (Dziewonski et Anderson, 1981) place à cette profondeur une discontinuité de premier ordre tandis que le modèle IASP91 (International Association of Seismology and Physics of the Earth Interior) (Kennett, 1991), utilisé plus loin, la néglige.

Cette discontinuité correspondrait à la base d'une zone à moindre vitesse (LVZ) dont le sommet serait aux alentours de 110 km.

Par ailleurs, l'existence d'une discontinuité sismique vers 520 km de profondeur est encore plus discutée. Elle a notamment été mise en évidence par Shearer (Shearer, 1990, 1991), et pourrait coïncider avec un changement de phase entre la β -olivine et la γ -olivine, s'accompagnant d'un saut de densité inférieur à 3%. Une discontinuité à cette profondeur d'épaisseur plus importante que les discontinuités de 410 et 660 km et marquant un contraste de vitesse faible, pourrait ne pas être vu par les ondes de courte période (Thiriot, 1995).

Finalement, il faut citer encore une discontinuité possible vers 920 km de profondeur (Souriau, 1986). Mohammadioun en 1967 trouve une discontinuité à 950 km et Whitcomb et Anderson (1970) ont observé un réflecteur entre 910 et 930 km sous la ride médio-océanique ouest-indienne. Le rôle d'une telle discontinuité dans les modèles de convection est absolument fondamental, mais encore trop rarement observée, ses caractéristiques restent floues.

1.3 Caractérisation pétrologique et sismique de la lithosphère

La lithosphère peut être définie de trois manières différentes : du point de vue sismologique, du point de vue mécanique et du point de vue thermique. En sismologie, la lithosphère représente une couche comprise entre la surface et une profondeur où on observe une diminution significative de la vitesse des ondes de volume. Cette diminution est associée à un accroissement de la température et de pression. Du point de vue thermique, la limite inférieure de la lithosphère est définie par la température de solidus du basalte, soit environ 1200°C. Enfin, du point de vue mécanique, la lithosphère est définie comme la couche superficielle ayant un comportement élastique.

La croûte et le manteau supérieur constituant la lithosphère forment un milieu très hétérogène dans lequel les vitesses des ondes sismiques varient rapidement aussi bien verticalement que latéralement. La variation de vitesse avec la profondeur diffère très nettement selon que l'on considère les vieux boucliers continentaux, les domaines continentaux plus jeunes ou encore le domaine océanique. Néanmoins, nous pouvons résumer les principales caractéristiques structurales de la lithosphère en distinguant deux types de structures : la lithosphère océanique et la lithosphère continentale. Dans les deux cas, le passage croûte-manteau, mis en évidence par Mohorovičić en 1909, s'accompagne par une hausse brutale de la vitesse des ondes P . Le modèle PREM (Dziewonski et Anderson, 1981) considère une moyenne globale de 24.4 km pour sa profondeur tandis que le modèle Iasp91 (Kennett, 1991) retient une profondeur de 35 kilomètres.

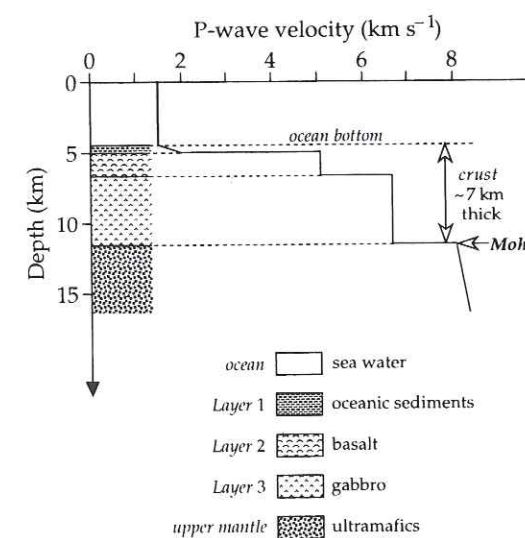


Figure 1.4: Coupe pétrologique et profil de vitesse des ondes P pour la croûte océanique (Lowrie, 1997).

La figure 1.4 (Lowrie, 1997), présente un modèle de croûte océanique moyen. L'épaisseur crustale n'excède pas 5 à 10 km. Sous la couche d'eau, les premiers mètres de la

croûte sont constitués de sédiments dont l'importance croît quand on s'éloigne de la ride médio-océanique. Sous les sédiments, nous trouvons le socle basaltique dans lequel existe un fort gradient de vitesse pour les ondes P . Le haut de cette partie est essentiellement constitué de laves plus ou moins altérées (environ 0.5 km d'épaisseur) tandis que la partie la plus profonde est constituée de gabbros. Entre ces deux parties se situent des basaltes de type intrusif formant des dykes. La discontinuité de Mohorovičić est nette sauf sous les dorsales.

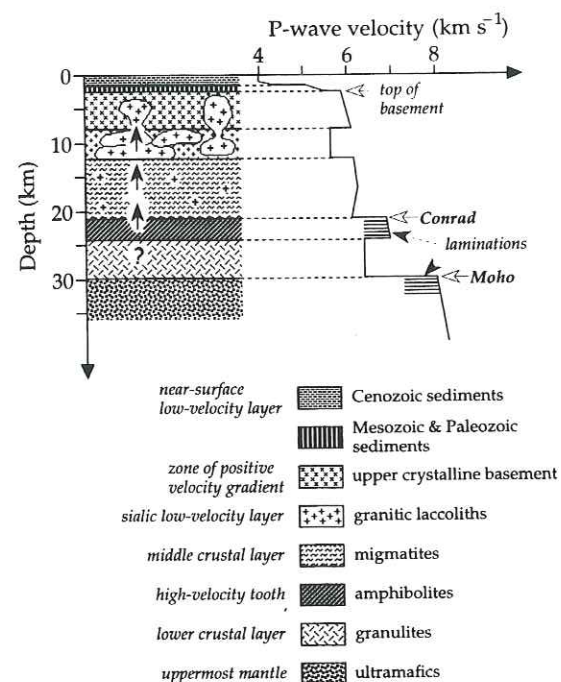


Figure 1.5: Coupe pétrologique et profil de vitesse des ondes P pour la croûte continentale (Lowrie, 1997).

La structure verticale de la croûte continentale est plus compliquée que dans le cas océanique. De plus, elle change radicalement selon l'endroit (craton, bassin sédimentaire, chaîne de montagne ...). Dans ces conditions, il est plus difficile de généraliser un modèle représentatif. Lowrie (1997) en présente un d'après Mueller (1977) (Fig. 1.5). La croûte continentale est nettement plus épaisse que la croûte océanique. Sous les vieux domaines continentaux les plus stables elle atteint jusqu'à 40 km. Sous les chaînes de montagne elle peut s'épaissir pour atteindre parfois 60 km. Le Moho peut ne pas être clairement défini à certains endroits. Il est alors remplacé par une zone de transition stratifiée. La discontinuité sismique de Conrad semble dans certains cas séparer une partie supérieure à dominante granitique de la croûte inférieure gabbroïque. Différentes analyses sismiques ont montré l'existence de deux couches à moindre vitesse au sein de la croûte. La première, autour de 10 km de profondeur, pourrait être due à du magmatisme granitique ou granodioritique intrusif dans un environnement principalement formé d'anciennes roches sédimentaires ou volcaniques déformées et métamorphisées. Cette zone à faible vitesse surmonte une couche composée de migmatites qui est limitée en profondeur par la dis-

continuité de Conrad. La croûte inférieure semble dans certains endroits être finement litée. Elle est constituée de roches métamorphiques du faciès granulites (faciès de haute pression, haute température). Ce sont des roches denses et sèches qui ont été préservées de la fusion par leur pauvreté en eau.

Le manteau lithosphérique allant du Moho jusqu'à 80-120 km de profondeur est rigide et est composé essentiellement de trois minéraux : olivine (de 45% à 80%), pyroxènes (jusqu'à 50%) et grenat (10% au maximum). La vitesse des ondes P et S y croît régulièrement. Avec la croûte, il forme une fine pellicule qui est subdivisée en plaques tectoniques en mouvement les unes par rapport aux autres.

1.4 Propagation des ondes de volume dans le manteau

Les ondes générées par les séismes se propagent à l'intérieur de la terre. En utilisant une approximation haute fréquence, leur trajet peut être décrit par la théorie des rais. Cette théorie permet de déterminer le temps de parcours d'une onde connaissant les propriétés physiques du milieu traversé. Le trajet des ondes se fait selon des courbes perpendiculaires au front d'onde. Ces courbes sont appelées les rais. Le front d'onde est une surface qui réunit les points du milieu qui vibrent en même temps avec la même phase.

La figure 1.6 présente un tracé de rais P dans le modèle de terre Iasp91 (Kennett, 1991). Nous remarquons que les rais se courbent vers les régions de plus faible vitesse ce qui leur permet de pénétrer plus ou moins profondément à l'intérieur de la Terre selon leur angle d'émission à la source, avant de remonter vers la surface.

Les ondes émergeant à moins de 8 degrés du foyer du séisme se propagent essentiellement dans la croûte et ne seront pas utilisées dans notre étude. Pour des distances source-station sismologique inférieures à 30 degrés, les phases enregistrées se sont propagées entièrement dans le manteau supérieur où la vitesse n'est pas une fonction régulière de la profondeur (Choudhury, 1973). Pour ces distances relativement modestes, la propagation des ondes est tracée dans un modèle plan. Les premières secondes des enregistrements faits à ces distances sont complexes car composées de plusieurs phases dont le temps de propagation est très proche. Il s'agit de l'onde P directe et de diverses réflexions sur les discontinuités du manteau supérieur.

Aux distances comprises entre 30 et 90 degrés émergent les ondes P ayant traversé le manteau inférieur. Le point le plus bas de leur rai est compris entre 700 kilomètres de profondeur et le noyau. Contrairement à l'aspect multiple des ondes P enregistrées à des distances épacentrales inférieures, les sismogrammes observés dans cet intervalle de distance sont relativement simples. En effet, les points bas des rais P concernés se situent dans un milieu où les variations de vitesse sont assez lisses et où il n'existerait pas de discontinuité de vitesse de premier ou second ordre (Choudhury, 1973). L'onde P n'est donc pas suivie (ou précédée) de près par des phases multiples. Dans ces conditions, les sismogrammes sont caractérisés par l'arrivée de phases séparées les unes des autres.

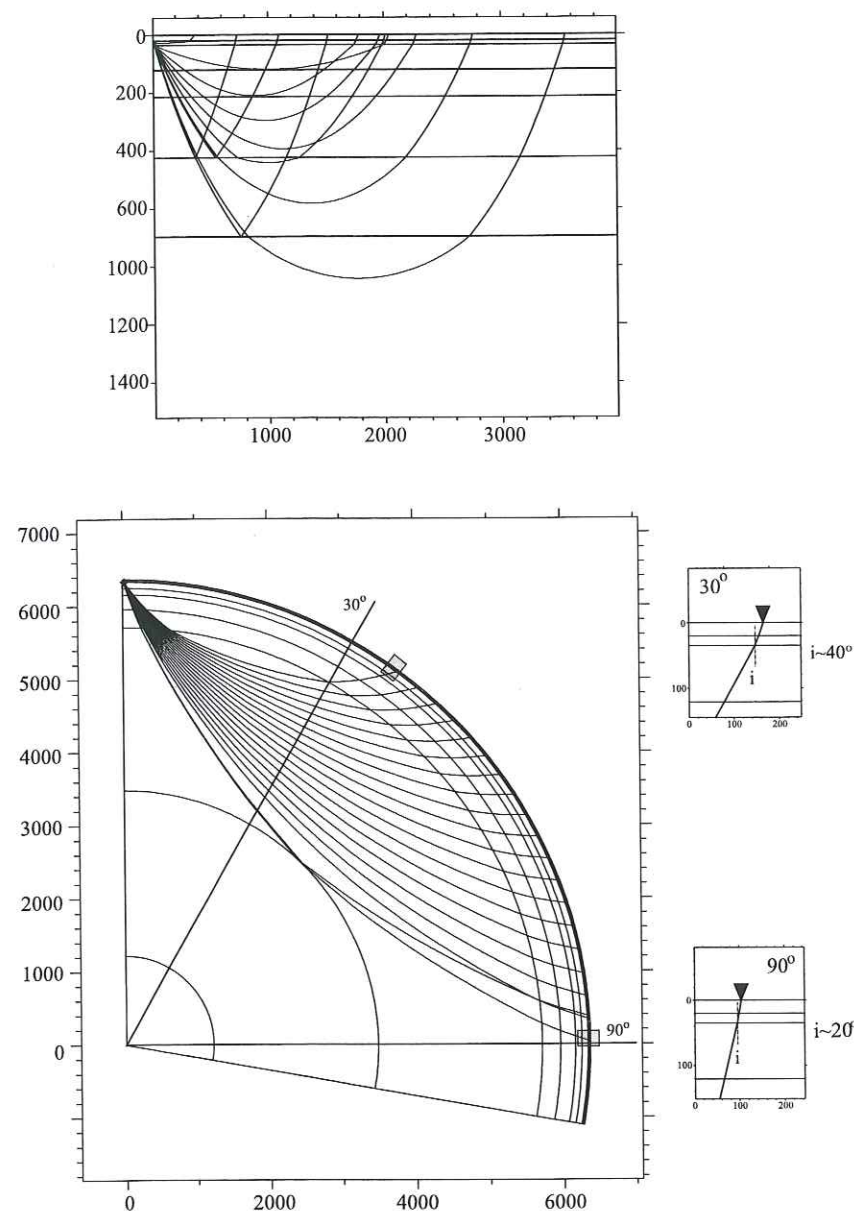


Figure 1.6: Propagation des ondes P dans le manteau : tracé de rais dans le modèle *Iasp91*. En haut : distances épicentrales inférieure à 30 degrés. Les ondes se propagent dans le manteau supérieur et la croûte. En bas : Entre 30 et 90 degrés de distance épicentrale, les ondes P traversent le manteau inférieur. Les zooms montrent l'incidence des ondes à la base du Moho. Pour les distances épicentrales concernées, cet angle varie entre 20 et 40 degrés.

D'autre part, le tracé de rais (Figure 1.6) nous permet de suivre l'évolution de l'angle d'incidence de l'onde P au passage des sauts de vitesse. Ainsi, sous le Moho, cet angle varie entre 20 degrés, pour les distances épicentrales voisines de 90 degrés et 40 degrés, pour les distances proches de 30 degrés. Pour un rai fixe, l'angle d'incidence augmente avec la profondeur de la discontinuité. Ainsi, pour le même intervalle de distance épicentrale, l'incidence des ondes P sous l'interface à 660 kilomètres de profondeur varie entre 27 et 60 degrés. Ces intervalles angulaires assurent une amplitude non nulle aux phases

converties PS sur ces interfaces. Il faut également noter que sous la surface, les rais sont redressés et l'angle d'émergence de l'onde P est compris entre 13 et 27 degrés dans le modèle *Iasp91* pour les distances épicentrales que nous considérons.

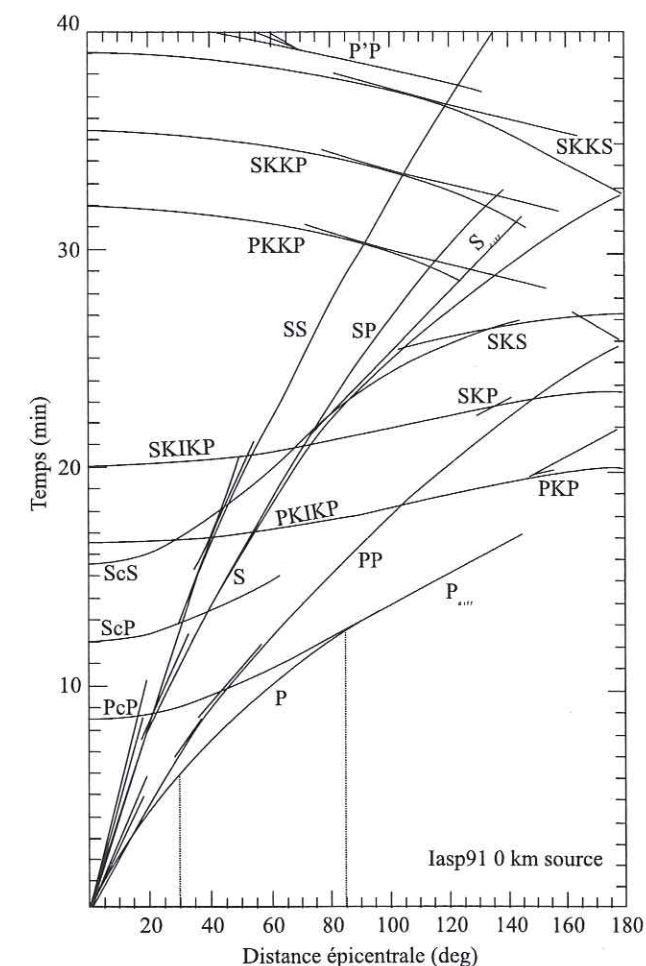


Figure 1.7: Hodochrone des principales phases pour un foyer en surface calculé dans le modèle *Iasp91* (Kennett & Engdahl, 1991)

Les temps de propagation des principales phases sismiques en fonction de la distance épicentrale pour un foyer superficiel peut être lu sur le graphique de la figure 1.7. Nous observons très clairement sur cette figure l'isolement de l'onde P entre 30 et 80 degrés. Il existe d'autres phases bien isolées également. Certaines phases se propageant dans le noyau (PKP , $PKiKP$, $PKKP$, etc ...) présentent cet avantage lorsqu'elles sont observables. Par contre, leur amplitude est généralement assez faible et leur incidence aux interfaces du manteau trop proches de la verticale pour générer des phases converties significatives. Nous pourrions alors analyser la coda de la phase PP qui non seulement est isolée dans les sismogrammes entre 60 et 120 degrés de distance épicentrale, mais qui arrive sous le Moho avec des angles autorisant des conversions PS d'amplitude conséquente. Cette phase se réfléchissant à mi-trajet à la surface de la terre pourrait cependant se révéler de forme complexe. Nous préférons donc ne pas nous en servir.

Chapitre 2

Calcul des fonctions de transfert

2.1 Bases de traitement du signal

Dans cette partie, volontairement succincte, vont être définies les conventions et notations utilisées par la suite. Les formules qui y sont mentionnées ne feront pas l'objet de démonstration, celles-ci pouvant se trouver facilement dans un ouvrage portant sur le traitement du signal (e.g. Van Den Enden, 1992).

2.1.1 Convolution

Fonction de Dirac

La fonction $\delta(t)$, appelée fonction de Dirac, est en fait une distribution pouvant être définie par :

$$\begin{cases} \delta(t) = 0 & \text{pour tout } t \neq 0 \\ \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t) dt = 1 \end{cases} \quad (2.1)$$

C'est donc un signal très particulier, n'existant pas réellement, mais qui est largement utilisé en théorie du traitement du signal, notamment dans la prise d'échantillons d'une fonction continue.

Produit de convolution

On appelle produit de convolution, et on note $*$, de deux fonctions $f(t)$ et $g(t)$, l'intégrale :

$$h(t) = f * g = g * f = \int_{-\infty}^{+\infty} f(u)g(t-u) du. \quad (2.2)$$

Propriété : $\delta(t)$ est l'élément neutre de la convolution :

$$f(t) * \delta(t) = f(t) \quad (2.3)$$

$$f(t) * \delta(t-t_0) = f(t-t_0) \quad (2.4)$$

La convolution avec un Dirac décalé, décale donc la fonction de départ.

Dans le cas de signaux discrétisés, la convolution d'un signal f de n points ($f = \{f_1, \dots, f_n\}$) par un signal g de m points ($g = \{g_1, \dots, g_m\}$) donne un signal s de $(n+m-1)$ points ($s = \{s_1, \dots, s_{n+m-1}\}$). Le $k^{\text{ème}}$ échantillon de s s'écrit :

$$s_k = \Delta t \sum_{j=1}^m g_j f_{(k-j+1)} \quad \text{avec } 1 \leq k \leq (m+n-1). \quad (2.5)$$

où Δt est le pas d'échantillonnage en temps des signaux.

Déconvolution

Le problème inverse de la relation (1.11) s'appelle la **déconvolution**. Dans ce cas, il s'agit de trouver f telle que :

$$f * g = h,$$

g et h étant connues. C'est une inversion linéaire.

Le problème de la déconvolution peut aussi se formuler d'une manière un peu différente. En sismique, les sismogrammes synthétiques ($s(t)$) peuvent être représentés par une convolution entre un signal source ($e(t)$) et un "log impulsif", c'est à dire la somme de fonctions de Dirac décalées représentant chacune une interface :

$$s(t) = e(t) * \left[\sum_i \alpha_i \delta(t - \tau_i) \right],$$

où α_i représente le coefficient de réflexion de la $i^{\text{ème}}$ interface.

Si le signal source est "étalé" dans le temps et si le décalage entre les fonctions de Dirac est faible (ie : les interfaces sont proches), la convolution donnera un signal très complexe où les différentes arrivées ne seront pas discernables les unes des autres. Il est dans ce cas nécessaire de faire une déconvolution des traces sismiques qui aura pour effet de "réduire" au maximum la durée de la source, l'idéal étant de la ramener à un signal aussi proche que possible d'une fonction de Dirac.

Nous verrons plus loin que la déconvolution est une opération beaucoup plus délicate à réaliser que la convolution. Comme c'est une inversion, il y a le plus souvent des paramètres non déterminés qui constituent le noyau de l'espace des paramètres. Si on note \mathcal{D} l'opération de déconvolution et X_0 le noyau des paramètres, alors on a :

$$\mathcal{D}[X + X_0] = Y \quad \text{avec } \mathcal{D}[X_0] = \text{null},$$

X_0 reste donc indéterminé.

2.1.2 Transformation de Fourier

Temps continu

Pour analyser le contenu fréquentiel d'un signal continu, on opère une transformation de Fourier s'exprimant par une intégrale de Fourier dont le calcul fournit comme

résultat une fonction de la fréquence.

En désignant par t la variable du temps, par ν la variable fréquentielle, par une lettre minuscule — $s(t)$ — les fonctions dans le domaine temporel et enfin, par une majuscule — $S(\nu)$ — les transformées correspondantes : la transformée de Fourier directe, ou TF, pour un signal continu est définie par :

$$TF[s(t)] = S(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(t) e^{-2i\pi\nu t} dt. \quad (2.6)$$

La quantité $S(\nu)$ est complexe dans la majorité des cas.

Propriété : La TF de la fonction de Dirac est constante et vaut :

$$TF[\delta(t)] = 1. \quad (2.7)$$

Le calcul de l'intégrale de (1.14) permet de transformer $s(t)$ en $S(\nu)$. À l'aide de la transformation inverse,

$$TFI[S(\nu)] = s(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(\nu) e^{+2i\pi\nu t} d\nu, \quad (2.8)$$

il est possible de déterminer $s(t)$ de façon unique à partir de $S(\nu)$.

Pour que la **paire de Fourier** $[s(t) - S(\nu)]$ existe, il suffit que $s(t)$ soit à carré sommable, ce qui signifie que $s(t)$ et $S(\nu)$ sont à énergie finie. Ceci sera toujours vérifié pour les fonctions qui existent physiquement.

Relation avec la convolution

La convolution dans l'espace des temps correspond à une multiplication dans l'espace des fréquences :

$$TF[f * g] = TF[f] \cdot TF[g]. \quad (2.9)$$

Inversement, la multiplication dans l'espace des temps devient convolution dans le domaine de Fourier :

$$TF[f \cdot g] = TF[f] * TF[g]. \quad (2.10)$$

Échantillonnage en temps et en fréquence

Les signaux étudiés sont des signaux numériques aussi bien dans le domaine des temps que dans le domaine des fréquences, puisque informatisés. Ils sont donc sous la forme d'une suite finie de valeurs caractérisée par un pas d'échantillonnage en temps, noté Δt , et en fréquence, noté $\Delta \nu$. D'autre part, le signal n'est connu que sur un intervalle borné, de durée D . Dans ces conditions, la TF du signal est périodique de période $1/\Delta t$ et son pas d'échantillonnage vaut $1/D$.

La valeur du $p^{\text{ème}}$ échantillon s'écrit:

$$F_p = \sum_{n=0}^{N-1} f_n W^{-np} \quad \text{avec } W = e^{+2\pi i/N}. \quad (2.11)$$

N étant le nombre d'échantillons, identique en temps et en fréquence.

Inversement, le $k^{\text{ème}}$ échantillon de la fonction en temps peut s'exprimer en une somme des valeurs de la TF :

$$f_k = \sum_{j=0}^{N-1} F_j W^{+jk}. \quad (2.12)$$

Il faut savoir que le pas d'échantillonnage en temps contraint la fréquence limite observable : pour ne pas avoir un repliement du spectre, il doit satisfaire à la **condition de Shannon** qui s'exprime par l'inégalité :

$$\Delta t < \frac{1}{2\nu_m}, \quad (2.13)$$

où ν_m est la fréquence maximale contenue dans le signal.

Par ailleurs, de même que l'échantillonnage en temps provoque une périodisation de la TF, la discrétisation du domaine de Fourier implique une périodisation du signal temporel.

En sismologie, les signaux à étudier recouvrent une large gamme de fréquences. Pour effectuer l'enregistrement numérique, on se fixe le phénomène qu'on veut observer, ce qui détermine la bande de fréquences intéressante. On peut alors définir le pas d'échantillonnage et numériser les signaux après avoir appliqué un filtre anti-aliasing.

2.1.3 Système linéaire et stationnaire

La plus part des systèmes naturels peuvent être considérés, en première approximation comme des systèmes linéaires et stationnaires.

En représentant le système par un opérateur L qui à tout signal d'entrée $e(t)$ associe un signal de sortie $s(t)$, la linéarité se traduit par :

$$s(t) = L[e_1(t) + a.e_2(t)] = L[e_1(t)] + a.L[e_2(t)], \quad (2.14)$$

tandis que la stationnarité s'exprime par la relation :

$$L[e(t - \tau)] = s(t - \tau). \quad (2.15)$$

Réponse impulsionnelle

Un système linéaire peut être entièrement décrit par sa réponse impulsionnelle, c'est à dire par le signal de sortie $h(t)$ obtenu si le signal d'entrée est une fonction de Dirac :

$$h(t) = L[\delta(t)] \quad (2.16)$$

En effet, le signal de sortie $s(t)$ du filtre pour une entrée $e(t)$ est la convolution du signal $e(t)$ par la réponse impulsionnelle du filtre :

$$s(t) = e(t) * h(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} e(u)h(t-u) du. \quad (2.17)$$

Réponse en fréquence

La transformée de Fourier de la relation (1.24) nous donne la réponse en fréquence:

$$S(\nu) = E(\nu).H(\nu). \quad (2.18)$$

La fonction $H(\nu)$ qui est la TF de la réponse impulsionnelle du filtre est appelée fonction de transfert du filtre. Tout comme $h(t)$, $H(\nu)$ fournit une description complète de ce système.

2.2 Déconvolution

2.2.1 Déconvolution et fonction de transfert

Les ondes converties P-S sont de faible amplitude : pour des téléseismes, le rapport de déplacement entre l'onde P directe et sa convertie sur le Moho ne dépasse pas 15% (voir Fig 1.3). Elles sont ainsi masquées le plus souvent, dans les sismogrammes, par des arrivées majeures et tardives. Le problème consiste donc à identifier les phases converties dans la coda de l'onde P . Pour cela, il est nécessaire d'appliquer des techniques de sommation pour amplifier le signal cohérent sur différentes traces (Vinnik, 1977; Vinnick *et al.*, 1983). Mais alors que Vinnick (1977) somme directement des enregistrements longue période, nous allons effectuer un traitement préliminaire permettant entre autre d'améliorer la résolution de la méthode. En effet, pour rendre la sommation plus constructive, il est nécessaire de normaliser les enregistrements en les rendant indépendants de la forme de l'onde incidente. Cette normalisation doit permettre de rendre "comparable" les différents sismogrammes utilisés indépendamment de la source du séisme qui les a produit. La méthode que nous avons choisie est la déconvolution des composantes horizontales par l'onde P . Nous calculons ainsi ce que l'on nomme les *fonctions de transfert*. En plus de la normalisation, la déconvolution agit tel un séparateur de phase.

La coda de l'onde P peut être considérée comme la convolution de la réponse impulsionnelle du milieu sous la station ($r(t)$, suite des coefficients de conversion PS) par l'onde P et par un ensemble d'effets perturbateurs (bruit sismique). Comme dans le cas de la sismique pétrolière (Mari *et al.*, 1997), le but de la déconvolution est de supprimer

ces effets perturbateurs en utilisant le filtre inverse de la source pour retrouver la suite des coefficients de conversion.

Cette démarche permet de réduire la durée de l'ondelette P et ainsi d'accéder à la structure fine de la lithosphère et du manteau supérieur. Pour ce faire, il convient de connaître le signal source, c'est-à-dire l'onde P incidente.

La gamme de distances épicentrales utilisée pour notre étude allant de 30 degrés à 90 degrés, nous permet de considérer des arrivées quasi verticales à la station. C'est pourquoi, les ondes P seront très bien représentées par leur projection sur la verticale (composante verticale du mouvement du sol), tandis que l'amplitude des ondes S sera plus importante sur les composantes horizontales (figure 2.1).

Le train d'onde P , source des phases P converties S , est alors directement enregistré sur la composante verticale des stations trois composantes, tandis que les phases converties seront lues sur les composantes horizontales. On a donc :

$$d_h(t) = d_V(t) * r_h(t) + b(t), \quad h = L, T; \quad (2.19)$$

$d_h(t)$ étant la composante horizontale (longitudinale L ou transverse T) des sismogrammes, $d_V(t)$ la composante verticale et $b(t)$ du bruit. Ainsi, en déconvoluant les composantes horizontales par la composante verticale, nous estimons $r_h(t)$. En supposant que la station sismologique enregistre le mouvement du sol avec la même qualité sur les trois composantes, nous obtenons un signal non seulement débarrassé de l'influence de la source sismologique mais aussi de la réponse instrumentale de la station d'enregistrement.

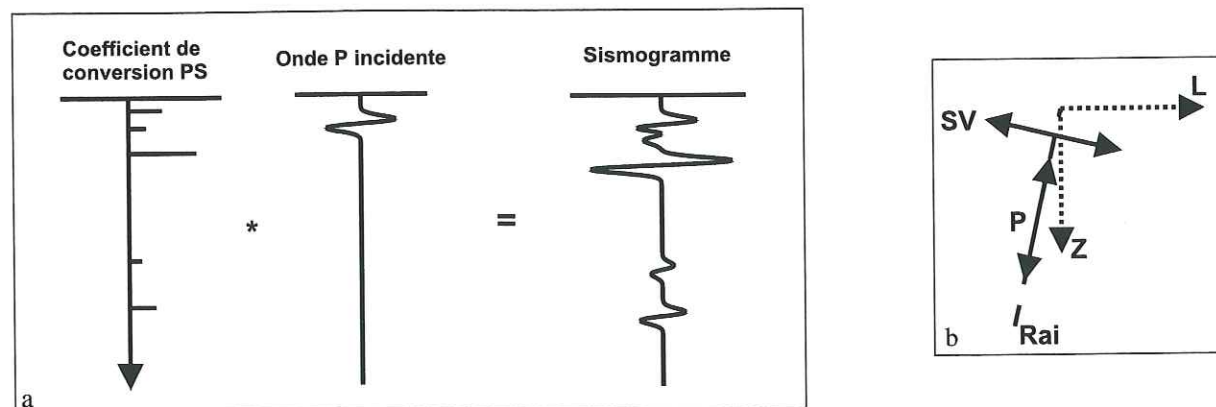


Figure 2.1: a.=Modélisation d'un sismogramme obtenu par la convolution d'un "log impulsionnel" et de l'onde P incidente., b.= Polarisation des ondes P et SV dans le plan (Z,L) .

2.2.2 Intercorrélation

Dans le cas de signaux à énergie finie, $s(t)$ et $h(t)$ l'intercorrélation s'écrit :

$$\Gamma_{s,h}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(t)h^*(t - \tau) dt, \quad \text{pour des signaux continus,} \quad (2.20)$$

$$\Gamma_n = \sum_{-\infty}^{+\infty} s_i h_{i-n}^*, \quad \text{pour des signaux numériques.} \quad (2.21)$$

h^* est le complexe conjugué de h .

L'interprétation physique de l'intercorrélation est une **comparaison** de deux signaux $s(t)$ et $h(t - \tau)$. Pour les valeurs de τ où il y a ressemblance, la fonction d'intercorrélation est grande.

L'intercorrélation est le moyen le plus direct pour détecter les phases converties P - S , dans le cas où la fonction d'autocorrélation de la source $P - \Gamma_{d_V,d_V}$ — est proche d'une fonction de Dirac.

En effet, on peut montrer que (Paul, 1994) :

$$\Gamma_{s,h} = s(t) * h(-t), \quad (2.22)$$

donc l'intercorrélation entre $d_V(t)$ et $d_h(t)$ peut s'exprimer par :

$$\Gamma_{d_h,d_V} = d_h(t) * d_V(-t), \quad (2.23)$$

considérant la relation (2.19) et sachant que la convolution est associative, on arrive à :

$$\Gamma_{d_h,d_V} = r_h(t) * \Gamma_{d_V,d_V} + \Gamma_{b,d_V}. \quad (2.24)$$

Or, le bruit additif n'étant pas corrélé, *a priori*, avec $d_V(t)$, il nous reste :

$$\Gamma_{d_h,d_V} = r_h(t) * \Gamma_{d_V,d_V}. \quad (2.25)$$

Le signal ainsi obtenu est la réponse du milieu soumis en entrée à la fonction d'autocorrélation de $d_V(t)$.

Par cette méthode, on ne tient plus compte du bruit et comme Γ_{d_V,d_V} est centrée sur $t = 0$, la position des interfaces est donnée par les maxima observés.

Par contre, il est plus difficile de séparer des arrivées voisines puisque la durée de Γ_{d_V,d_V} est le double de celle de $d_V(t)$.

Pour que la méthode soit performante il faut donc que la première arrivée ait une autocorrélation s'annulant pour des décalages grands. Pour avoir une résolution idéale, il faudrait tendre vers un Dirac.

Les autres méthodes présentées ici, inversent directement la relation (2.19), pour retrouver la réponse impulsionnelle du milieu sous la station, en calculant une déconvolution. Là encore, plusieurs techniques existent.

2.2.3 Division spectrale

La méthode la plus simple pour la déconvolution consiste en une division spectrale (Owens *et al.*, 1995). En effet, si on vérifie :

$$s(t) = e(t) * h(t),$$

connaissant $s(t)$ et $e(t)$, nous pouvons retrouver la réponse impulsionnelle du filtre $h(t)$ en divisant le spectre de $s(t)$ par celui de $e(t)$, avant de faire une transformée de Fourier inverse.

Pour éviter une division par des valeurs nulles ou très faibles et ainsi s'assurer de la stabilité du résultat, on ajoute au signal $\epsilon(t)$ un niveau de bruit artificiel (voir figure 2.2). Cette opération consiste à un blanchiment du spectre (Yilmaz, 1987). On préfère alors utiliser la formule (Gurrola *et al.*, 1995) :

$$H(\nu) = \frac{S(\nu)E^*(\nu)}{\psi(\nu)}, \quad (2.26)$$

avec,

$$\psi(\nu) = \max \{E(\nu)E^*(\nu), [c \cdot \max(E(\nu)E^*(\nu))]\}.$$

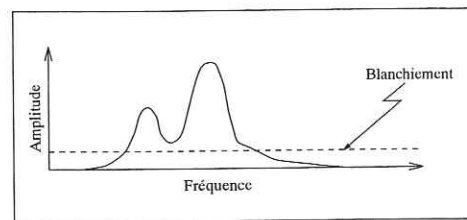


Figure 2.2: Blanchiment d'un spectre.

La constante c , appelée "facteur de seuillage", représente un seuil au-dessous duquel le signal est considéré comme non significatif. Il a pour effet d'éliminer les valeurs trop faibles de $E(\nu)$ en les remplaçant par la valeur d'un "water level". Dans notre cas, le filtre $h(t)$ est celui de la structure sous la station, $r_h(t)$, $\epsilon(t)$ est la composante verticale $d_V(t)$ et $s(t)$, la composante longitudinale ou transverse de nos enregistrements trois composantes ($d_h(t)$).

Cette technique s'avère être instable pour des signaux fortement bruités (Courboux, 1995 ; Sipkin et Lerner-Lam, 1992). De plus, s'il y a du bruit, même faible sur la trace, la déconvolution le suramplifie, il peut devenir prépondérant (Mari *et al.*, 1997). La solution consiste à limiter l'effet de la déconvolution en augmentant la valeur de la constante c .

2.2.4 Filtre de Wiener

Densité spectrale d'énergie

La densité spectrale d'énergie d'interaction (dspe) de deux signaux $x(t)$ et $y(t)$ est donnée par :

$$S_{x,y} = TF[\Gamma_{x,y}] = X(\nu)Y^*(\nu), \quad (2.27)$$

$\Gamma_{x,y}$ étant la fonction d'intercorrélation de $x(t)$ et $y(t)$ citée plus haut.

Moyen d'estimation des grandeurs énergétiques

La fonction de corrélation n'étant connue que sur un intervalle de temps fini, on ne peut qu'estimer la relation (2.18) :

$$\gamma_{x,y}(\nu) = TF[\Gamma_{x,y}(t) \cdot ap(t)] = [X(\nu)Y^*(\nu)] * AP(\nu), \quad (2.28)$$

où $ap(t)$ est une fonction d'apodisation. On utilisera dans nos applications une fenêtre de Hanning.

Filtre de Wiener

Un moyen d'approcher le filtre $r(t)$ de (2.19) est de calculer un **filtre de Wiener** (Paul, 1994 ; Yilmaz, 1987) :

$$R(\nu) = \frac{\gamma_{d_h, d_V}}{\gamma_{d_V, d_V}} \quad \text{avec } d_h(t) = d_V(t) * r(t) + b(t) \quad (2.29)$$

On rappelle que $b(t)$ est un signal parasite (bruit) non cohérent avec $d_V(t)$.

Comme pour la division spectrale, il faut considérer un "water level" pour γ_{d_V, d_V} qui permettra de ne pas diviser par des valeurs trop faibles, et donc d'éviter les instabilités.

2.2.5 Déconvolution dans le domaine temporel

La relation (2.17) exprimée dans le cas discret (2.15) peut se représenter également sous la forme d'un produit matriciel :

$$VX = B, \quad (2.30)$$

où X est un vecteur de n éléments contenant les valeurs de la réponse impulsionnelle du filtre, V est une matrice de $(m+n-1)$ lignes et n colonnes représentant le signal d'entrée, le signal de sortie étant exprimé sous la forme d'un vecteur de $(m+n-1)$ éléments (B). On a alors (Courboux, 1995 ; Gurrola *et al.*, 1995) :

$$\begin{pmatrix} \epsilon_1 & & & & & \\ \epsilon_2 & \epsilon_1 & & & & \\ \epsilon_3 & \epsilon_2 & \epsilon_1 & & & \\ \epsilon_4 & \epsilon_3 & \epsilon_2 & \epsilon_1 & & \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \epsilon_1 & \\ \epsilon_n & \epsilon_{n-1} & \dots & \dots & \dots & \epsilon_1 \\ \epsilon_{n+1} & \epsilon_n & \dots & \dots & \dots & \epsilon_2 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \epsilon_m & \epsilon_{m-1} & \dots & \dots & \dots & \epsilon_{m-n} \\ & \epsilon_m & \dots & \dots & \dots & \epsilon_{m-n+1} \\ & & \epsilon_m & \dots & \dots & \epsilon_{m-n+2} \\ & & & \epsilon_m & \dots & \vdots \\ & & & & \epsilon_m & \vdots \\ & & & & & \epsilon_m \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \\ h_3 \\ h_4 \\ \vdots \\ h_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} s_1 \\ s_2 \\ s_3 \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ s_{m+n-1} \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

Réaliser la déconvolution revient donc à inverser la matrice V , appelée matrice de régression.

Cette inversion va être effectuée en utilisant une décomposition en valeurs singulières, étudiée par Lanczos (1961) (cf. Annexe 1). L'avantage le plus intéressant d'une telle décomposition réside dans le fait qu'elle permet de séparer les contributions majeures de celles qui ne sont pas significatives.

Pour des problèmes de stabilité du résultat (*i.e.* : un très faible changement dans les données entraîne une modification importante de la solution), les valeurs singulières trop

faibles, sensibles au bruit uniquement, vont être supprimées par un principe équivalent au facteur de seuillage utilisé précédemment, qui se répercutera sur la résolution du résultat. On limite le calcul ainsi aux valeurs singulières représentatives du signal. Pour chaque déconvolution, nous appliquerons plusieurs inversions en changeant le seuil d'élimination. Ceci nous permettra d'optimiser le résultat en sélectionnant le meilleur seuil.

Dans notre procédure, nous utilisons des signaux de même longueur : les composantes horizontales ont la même taille que la composante verticale associée. Dans ce cas, la matrice V (2.30) est tronquée et la relation 2.31 devient (Ammon, 1992) :

$$\begin{pmatrix} \epsilon_1 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ \epsilon_2 & \epsilon_1 & \dots & \dots & \vdots \\ \vdots & \epsilon_2 & \ddots & \dots & \vdots \\ \vdots & \dots & \dots & \ddots & 0 \\ \epsilon_n & \epsilon_{n-1} & \dots & 0 & \epsilon_1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} h_1 \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ h_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} s_1 \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ s_n \end{pmatrix}. \quad (2.32)$$

Dans cette équation, la variable h_n n'est déterminée que par la valeur ϵ_1 . La fin du vecteur X est donc sous-déterminée. Afin de limiter les inconvénients liés à la troncature de la matrice V , il est nécessaire de prendre en considération des signaux de longueur suffisante pour obtenir une solution dont au moins la première moitié est bien contrainte. Généralement, nous utilisons des fenêtres de 120 secondes. La longueur utile des fonctions de transfert n'exédant pas dans ce cas 60 secondes.

2.2.6 Comparaison des méthodes

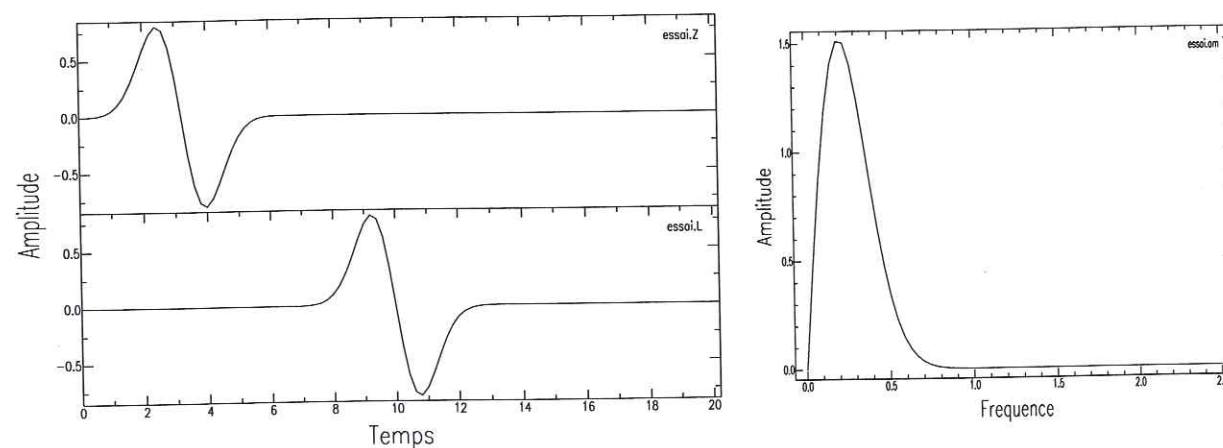


Figure 2.3: Synthétique utilisé pour tester les méthodes. La figure de droite représente l'amplitude de la TF des signaux.

Dans une précédente étude (Bertrand, 1995), des signaux synthétiques simples bruités et non bruités ont été utilisés pour tester les quatre méthodes développées ci-dessus. Nous allons rappeler ici les principales observations déduites de cette comparaison.

Un signal synthétique simple et non bruité a été utilisé pour tester les quatre méthodes développées ci-avant. Le signal de base ayant servi à créer ces synthétiques est un "ricker" du premier ordre de fréquence dominante voisine de 0.2 Hertz. On construit alors deux composantes décalées l'une par rapport à l'autre de 6.8 secondes (Fig. 2.3). L'intercorrélation (figure 2.4) permet bien de retrouver le décalage entre les deux composantes (6.8 secondes). Par contre il apparaît des pics secondaires qui pourraient être interprétés comme d'autres phases. Dans ce cas l'efficacité de la méthode est à mettre en relation avec la simplicité de la forme des signaux utilisés. La méthode est effectivement performante dans ce cas, car la fonction d'autocorrélation de la composante verticale s'annule très rapidement (figure 2.4) et la largeur du pic principal est assez petite.

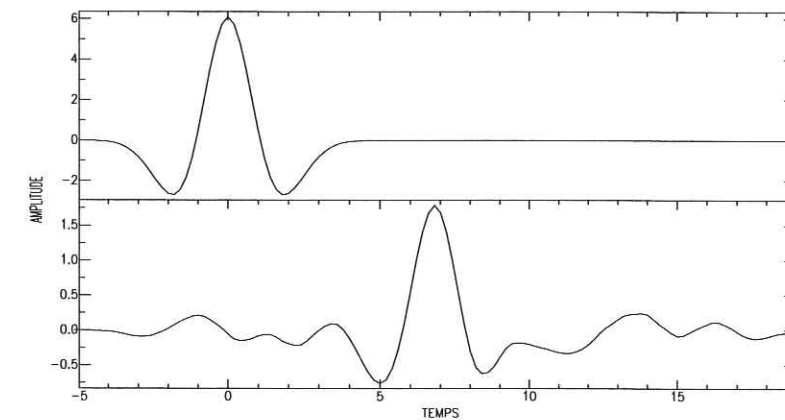


Figure 2.4: Autocorrélation de la composante verticale et intercorrélation des deux composantes verticales et horizontale

Si toutes les méthodes aboutissent quasiment au même résultat, elles ne sont pas équivalentes en termes de résolution. En effet, ils existent des artefacts inhérents à toutes les déconvolutions : la présence de lobes secondaires autour du pic principal (figure 2.5). Ces lobes, polluant notre résultat, vont limiter la résolution de la déconvolution. Il est donc important de considérer la méthode réduisant au maximum ce bruit numérique. Sur la figure 2.5, nous remarquons que le nombre de lobes secondaires est le plus faible avec la méthode restant dans le domaine temporel, tandis que la division spectrale en engendre le plus ; la méthode du filtre de Wiener semblant être un intermédiaire. Dans les trois cas, plus le facteur de seuillage est élevé et plus les lobes parasites s'estompent. Mais ce facteur affecte également l'amplitude du pic principal. Une trop grande valeur dégrade totalement le signal. C'est ce qui se voit sur les graphiques b et c de la figure 2.5 lorsque le "water level" est trop important.

L'étude des essais synthétiques (Bertrand, 1995) permet plusieurs conclusions :

- Les résultats obtenus à l'aide de la division spectrale et du filtre de Wiener présentent des lobes secondaires nombreux, qui ne sont atténués qu'avec un fort facteur de seuillage, entraînant une forte perte d'amplitude du lobe principal.
- La déconvolution temporelle génère moins d'artefacts, mais aboutit à un pic principal un peu plus large que les autres méthodes de déconvolution.

- Le choix du facteur de seuillage est très délicat. Il faut s'appliquer à trouver un compromis entre la perte de signal et la réduction des lobes secondaires. Ce choix reste très subjectif.
- L'intercorrélacion est un outil utilisable dans des cas simples.

Privilégiant la séparation des interfaces, il faut éviter un maximum les pieds du pic principal. J'ai donc choisi d'utiliser la méthode de déconvolution restant dans le domaine temporel se faisant par décomposition en valeurs singulières de la matrice de régression de la relation (2.13).

En déconvoluant la composante longitudinale par la composante verticale, on isole des autres facteurs engendrant les sismogrammes, la réponse de la croûte et du manteau supérieur sous la station. Le signal obtenu est appelé **fonction de transfert** par opposition à la fonction source qui caractérise la source du séisme.

Ceci permet en outre une normalisation des enregistrements, dans le sens où l'on s'affranchit d'un facteur source et d'un terme de propagation différents pour chaque événement.

D'autre part, après la déconvolution toute indication de temps est relatif au temps d'arrivée de l'onde P directe.

On peut finalement ajouter que dans la fonction de transfert sont isolées non seulement les phases converties $P-SV$, mais aussi toutes les réflexions multiples se terminant en phase S (Gurrola *et al.*, 1995).

Remarque : Pour des interfaces planes et horizontales il n'y a pas d'énergie sur les composantes transversales des enregistrements.

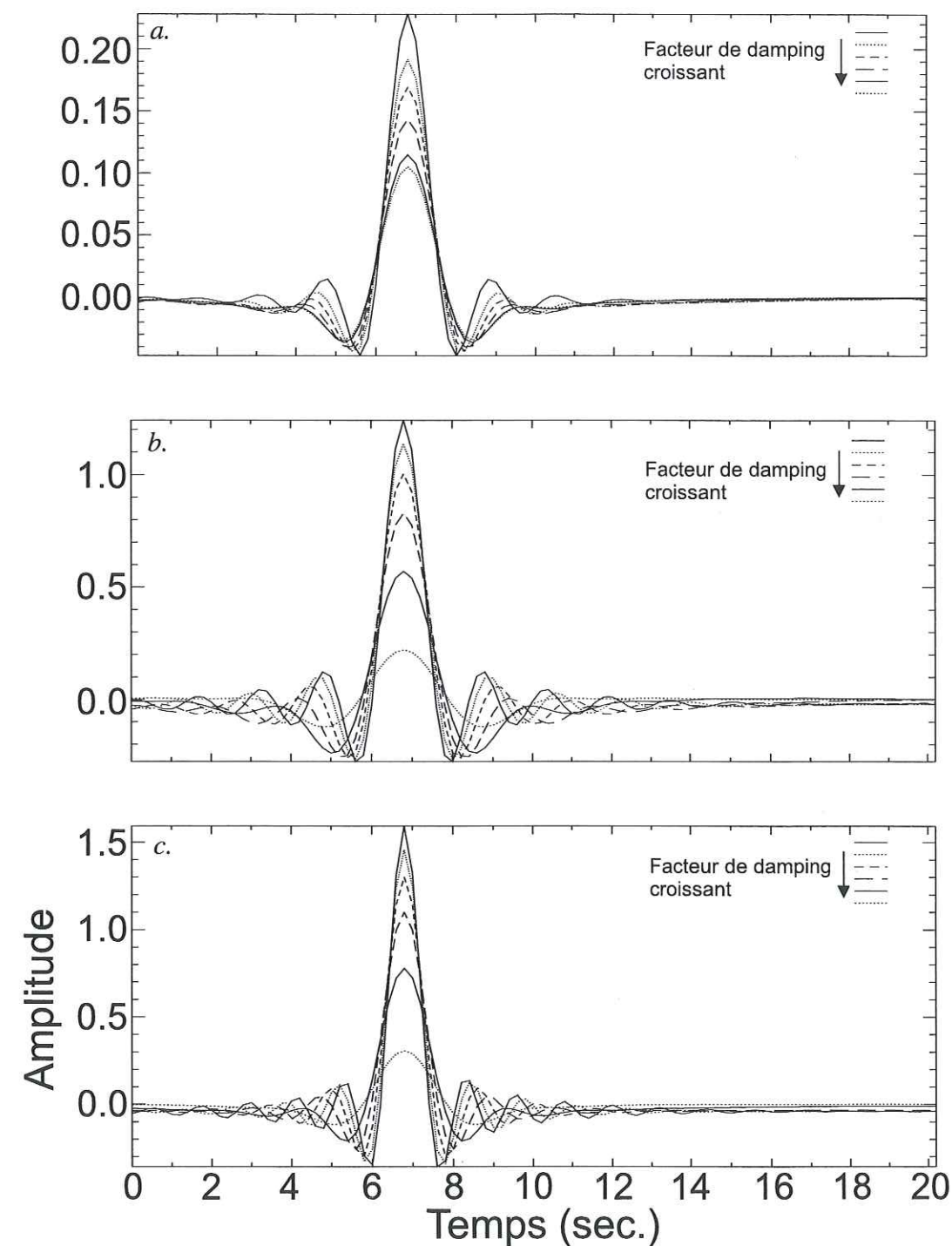


Figure 2.5: Comparaison des résultats obtenus avec différents facteurs de seuillage à l'aide des trois méthodes de déconvolution. a.= déc. dans le domaine du temps, b.= par filtre de Wiener, c.= par division spectrale.

Chapitre 3

Caractéristiques des fonctions de transfert

3.1 Sensibilité des fonctions de transfert

Afin de tester quelle est la sensibilité des fonctions de transfert, nous avons modélisé des sismogrammes synthétiques. Dans l'optique de bien différencier les divers apports influençant la forme et le contenu de ces fonctions nous distinguons quatre cas, tout en restant dans un milieu à couches planes :

- 1 : seules les phases S sont présentes dans la coda de l'onde P et le train d'onde P incident est simple;
- 2 : au cas 1, nous ajoutons les réverbérations P dans les sismogrammes;
- 3 : nous ajoutons du bruit au cas 1;
- 4 : pour finir, nous examinons le cas où une phase pP^1 suit de près l'onde P . Ce qui est le cas pour des séismes peu profonds ($z < 30\text{ km}$)

Sismogrammes synthétiques : Pour construire des sismogrammes synthétiques, nous utilisons un programme basé sur un tracé de rai en 3 dimensions (Virieux & Farra, 1991). Ce programme à l'avantage de permettre le calcul de la réponse impulsionnelle d'un milieu stratifié en sélectionnant uniquement les phases sismiques qui nous intéressent.

Le modèle considéré est présenté sur la figure 3.1. C'est une structure tabulaire comprenant 5 couches surmontant un demi-espace homogène. On y retrouve une croûte de 30 km d'épaisseur scindée en deux par une discontinuité à 18 km de profondeur représentant la discontinuité de Conrad. Les vitesses sismiques sont constantes dans les deux couches crustales : 5.8 km/s dans la première et 6.5 km/s dans la croûte inférieure (pour la vitesse de l'onde P). Le rapport de vitesse V_P/V_S est fixé à 1.8. Le manteau supérieur est quant à lui divisé en trois couches. La première, entre 30 et 220 km de profondeur, est définie par une vitesse des ondes de pression constante de 8.1 km/s. Nous avons tenu compte d'un gradient de vitesse dans la couche suivante. La vitesse des ondes P passe ainsi de 8.3 au sommet de cette couche, à 9.3 km/s à sa base. À 410 km de profondeur, une

¹réflexion à la surface libre proche du foyer du séisme

discontinuité marque un saut de vitesse de 0.2 km/s pour les ondes P . Dans la dernière couche du manteau supérieur la vitesse croît régulièrement à nouveau et au passage de la discontinuité à 660 km, la vitesse des ondes P augmente brutalement de 0.6 km/s. Comme les modèles de Terre globaux (*PREM*, *IASP91*), nous avons pris en compte un saut de vitesse moins important à 410 km de profondeur qu'à 660 km.

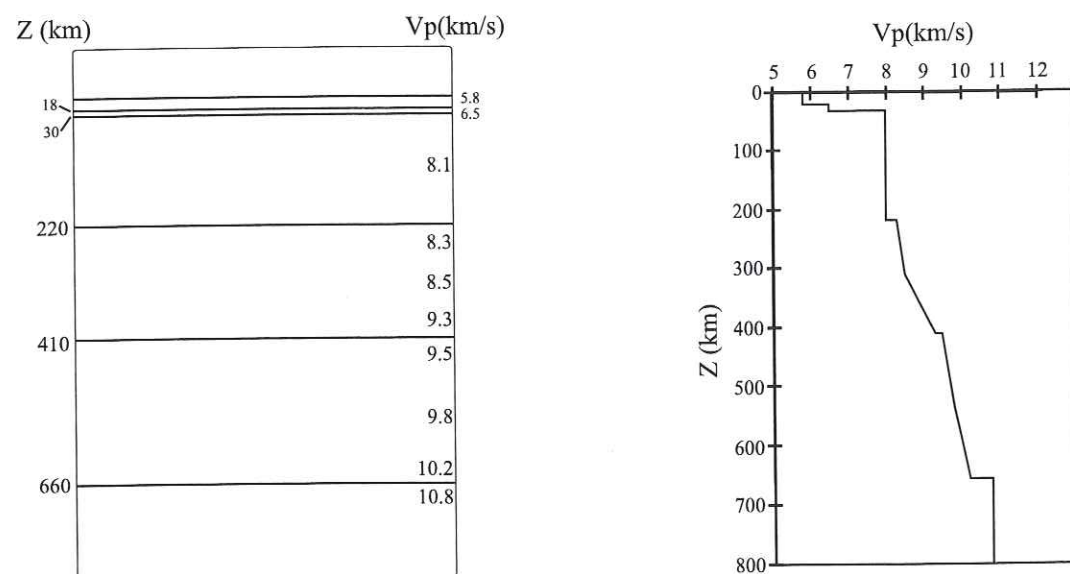


Figure 3.1: Modèle plan utilisé pour le calcul des sismogrammes synthétiques de cette partie.

La réponse impulsionnelle du milieu (Fig 3.2a.) est obtenue en considérant une onde plane P éclairant la structure par le bas. Nous avons choisi une incidence de 50° dans le demi-espace homogène. De ce fait, l'angle d'émergence de l'onde P en surface est d'environ 24 degrés. La forme d'onde complète (incluant l'ensemble des réverbérations) n'est pas calculée.

Nous montrons les trois composantes de la réponse impulsionnelle : la verticale (Z), la longitudinale (L) et la transverse (T), ces deux dernières étant contenues dans le plan horizontal². La composante transverse est nulle car la structure ne contient pas de variations latérales de vitesse et est formée de couches isotropes (Fig. 3.1). Ainsi, la source étant une onde P , les ondes parvenant à la surface ne sont que des phases P ou S_V . Les deux autres composantes (Z et L) forment une série temporelle constituée d'une succession de pics représentant le temps d'arrivée et l'amplitude des différentes phases modélisées.

On remarque que la composante longitudinale des phases S est bien plus importante que la composante verticale correspondante. On observe l'inverse pour les phases P . D'autre part, les phases S présentent des composantes anticorrélées tandis que celles des phases P sont corrélées. Cette différence de comportement permet d'identifier sans équivoques

²Les sismogrammes sont généralement exprimés dans trois repères distincts : les enregistrements aux stations se font dans le repère géographique (Z, N, E); une rotation selon la direction d'arrivée du rai nous fait passer dans le repère (Z, L, T) dans lequel la composante longitudinale (L) est dans le plan du rai et dans le sens de propagation de l'onde. Le dernier repère régulièrement utilisé tient compte de l'incidence du rai à la station. C'est le repère (P, SV, SH) obtenu à partir de (Z, L, T) par rotation autour de l'axe T .

les phases S des phases P .

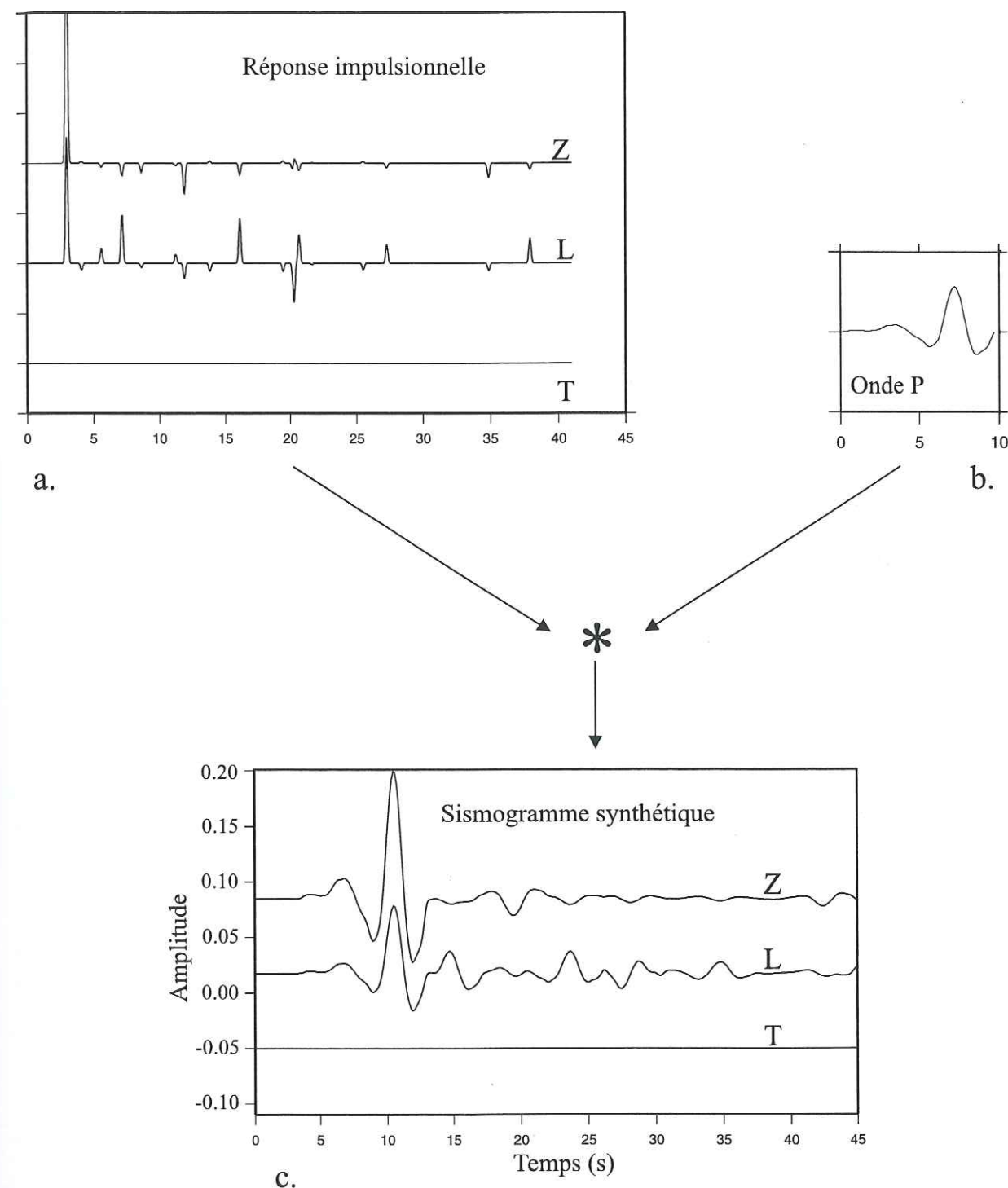


Figure 3.2: Construction du sismogramme synthétique : à partir de la réponse impulsionnelle du modèle, nous calculons le sismogramme par convolution avec un train d'onde P prélevé sur un sismogramme réel. Nous obtenons trois composantes : verticale (Z), longitudinale (L) et transverse (T). Le pas d'échantillonnage est de 0.128 secondes. Le modèle étant plan et isotrope, la composante transverse est nulle.

Afin de construire un sismogramme proche des enregistrements réels, nous avons convolué la réponse impulsionnelle du milieu avec un train d'onde P prélevé sur la composante verticale d'un enregistrement téléseismique (Fig 3.2b.). Le séisme en question a eu lieu en Iran le 10 mai 1997 (magnitude 6.9) et le sismogramme utilisé a été enregistré dans les Alpes maritimes. La forme de l'onde prélevée (10 secondes de signal) reste simple et relativement impulsive. Elle contient un terme source et la réponse instrumentale. Le sismogramme synthétique est représenté figure 3.2c. Les trois composantes sont dessinées. Les différentes arrivées ne sont plus clairement discernables, comme elles l'étaient sur la réponse impulsionnelle. Sur L , seule la convertie PS sur le Moho reste visible ainsi que ses principales réverbérations à 8.5 et 17.5 secondes après l'arrivée P . La composante transverse reste nulle.

Fonction de transfert : Le calcul de la fonction de transfert associée au sismogramme synthétique aboutit à trois composantes (Fig. 3.3). La composante L provient de la déconvolution de la composante longitudinale du sismogramme par la composante verticale, la composante T est déduite de la composante transverse du sismogramme et la composante Z est une "auto-déconvolution" de la composante verticale du sismogramme par elle-même. La composante transverse est toujours nulle, la composante Z contient un pic principal accompagné d'oscillations secondaires et on retrouve une série de pics successifs sur la composante longitudinale.

Alors que beaucoup d'études antérieures normalisent à 1 la composante longitudinale des fonctions de transfert, Ammon en 1991 modifie la technique de calcul pour mieux rendre compte du rapport d'énergie entre les composantes de la phase P . Nous appliquons cette modification à notre calcul : nous multiplions les trois composantes de la fonction de transfert par le même coefficient, de sorte que le maximum de la composante Z (soit l'auto-déconvolution) soit égale à 1. Par cette amélioration, nous calculons désormais des fonctions de transfert ayant des amplitudes absolues. Cassidy (1992), montre que cette amplitude est une donnée importante pour contraindre les structures complexes sous les stations et permet de mieux contraindre les couches les plus superficielles.

Du choix de la valeur utilisée pour le seuil des valeurs singulières de l'inversion matricielle va dépendre le contenu fréquentiel de la fonction de transfert (Fig. 3.5). La courbe étant très lisse (Fig. 3.4), il est difficile d'estimer une valeur de coupure. Ainsi, nous calculons la déconvolution pour une série de facteurs exprimés en pourcentage du maximum des valeurs singulières (Fig. 3.5). Le nombre de valeurs non nulles correspondant à certains facteurs de seuillage est indiqué entre parenthèse sur la figure 3.5. Il diminue rapidement lorsque le seuil augmente. À 30% il ne reste plus que 38 valeurs non nulles, sur un total de 512. Plus le seuillage est élevé, plus la fonction de transfert est lissée. Ce lissage permet d'éliminer les lobes secondaires liés à la déconvolution. Cependant, il faut éviter de considérer un facteur trop grand. En effet, le résultat de la déconvolution tend vers la fonction de départ si celui-ci est trop élevé (Fig. 3.5). Nous avons superposé sur la figure 3.5 la composante longitudinale du sismogramme à la fonction résultant de la déconvolution de celle-ci, calculée avec un facteur de seuillage de 16%. Les deux traces sont similaires.

Il reste à sélectionner le facteur de seuillage adéquat. La technique de déconvolution

choisie n'engendre pas d'oscillations secondaires très importantes ce qui permet de considérer un seuil assez bas pour le calcul. Pour cet exemple synthétique, le résultat le plus fin est obtenu à l'aide d'un facteur de 0.001%.

Dans ce cas, les phases principales sont bien dissociables dans le sismogramme de départ. La forme du train d'onde P incident choisi est en effet très simple. Elle est quasi-impulsionnelle. De ce fait, même un facteur de seuillage important permet d'obtenir une fonction de transfert de bonne qualité. Alors, l'intérêt de la déconvolution est moindre car son résultat ressemble au signal de départ. Par contre, en conservant un maximum de valeurs singulières pour la déconvolution nous obtenons une fonction qui s'approche beaucoup de la réponse impulsionnelle du milieu.

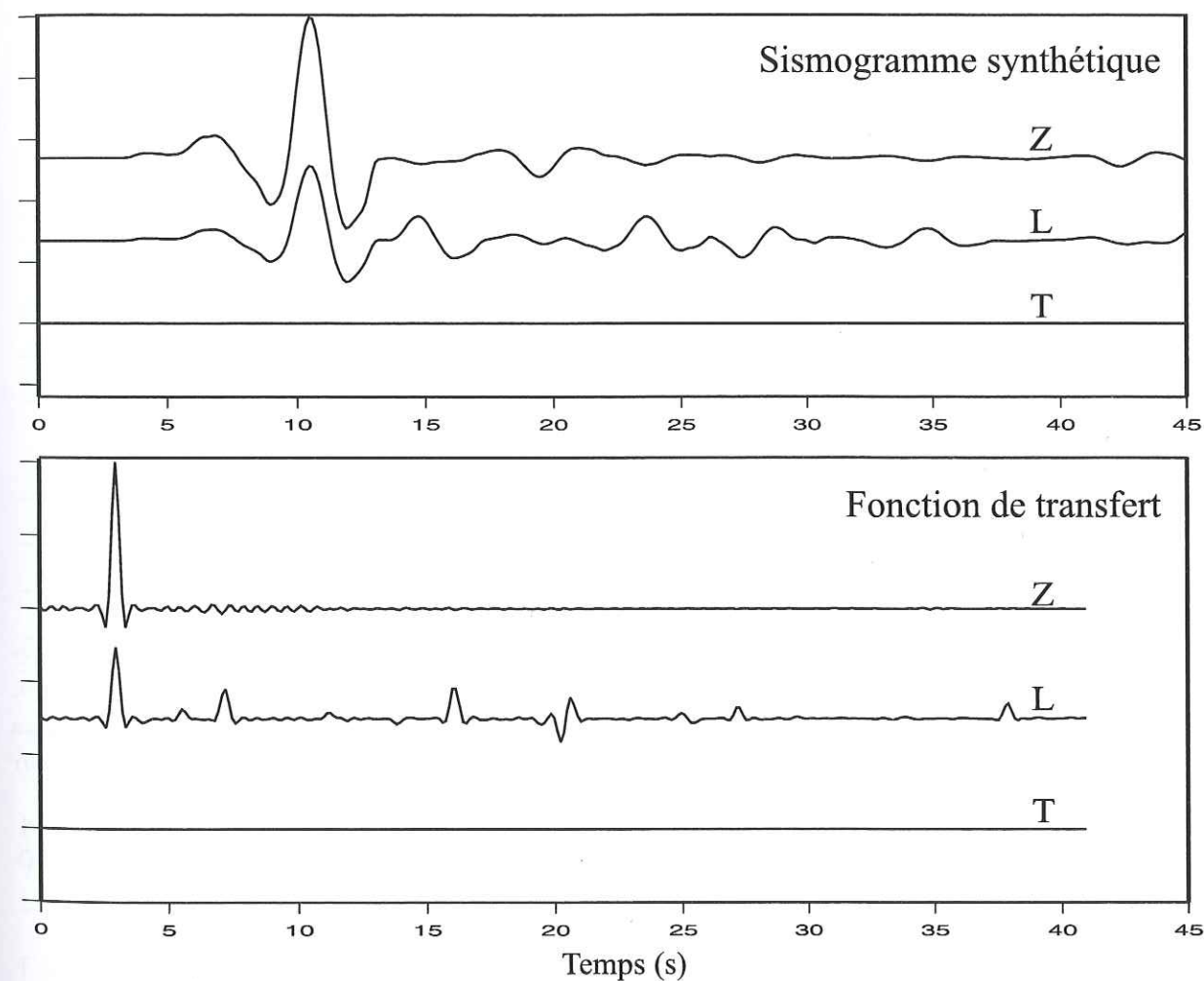


Figure 3.3: Sismogramme synthétique (en haut) et fonction de transfert qui en est dérivée (en bas). La fonction de transfert est normalisée de manière à avoir un maximum de 1 sur la composante verticale (Z). La composante transverse est nulle conformément à la géométrie du modèle. Le facteur de seuillage utilisé vaut 0.001% du maximum des valeurs singulières.

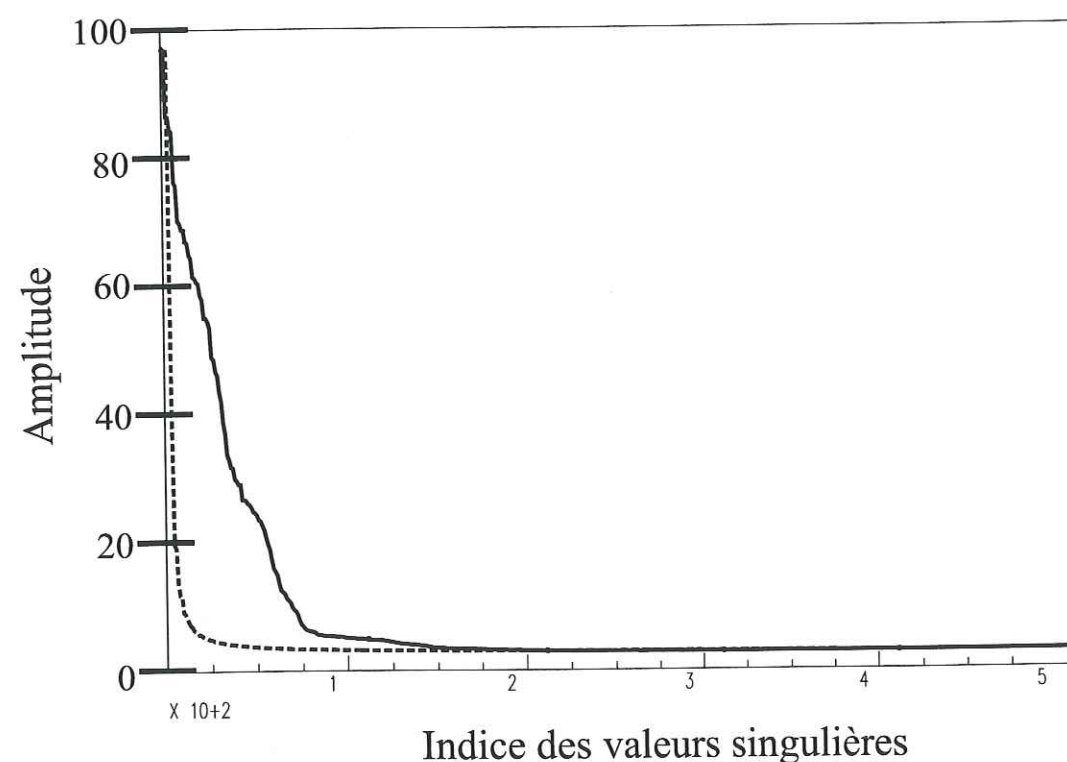


Figure 3.4: Ensemble des valeurs singulières pour la déconvolution de la composante longitudinale du sismogramme par la composante verticale. Les valeurs sont classées selon leur indice croissant et leur amplitude a été normalisée à 100. Pour comparaison, nous avons reporté en trait discontinu les valeurs singulières dans le cas où on déconvolue par une fonction constante.

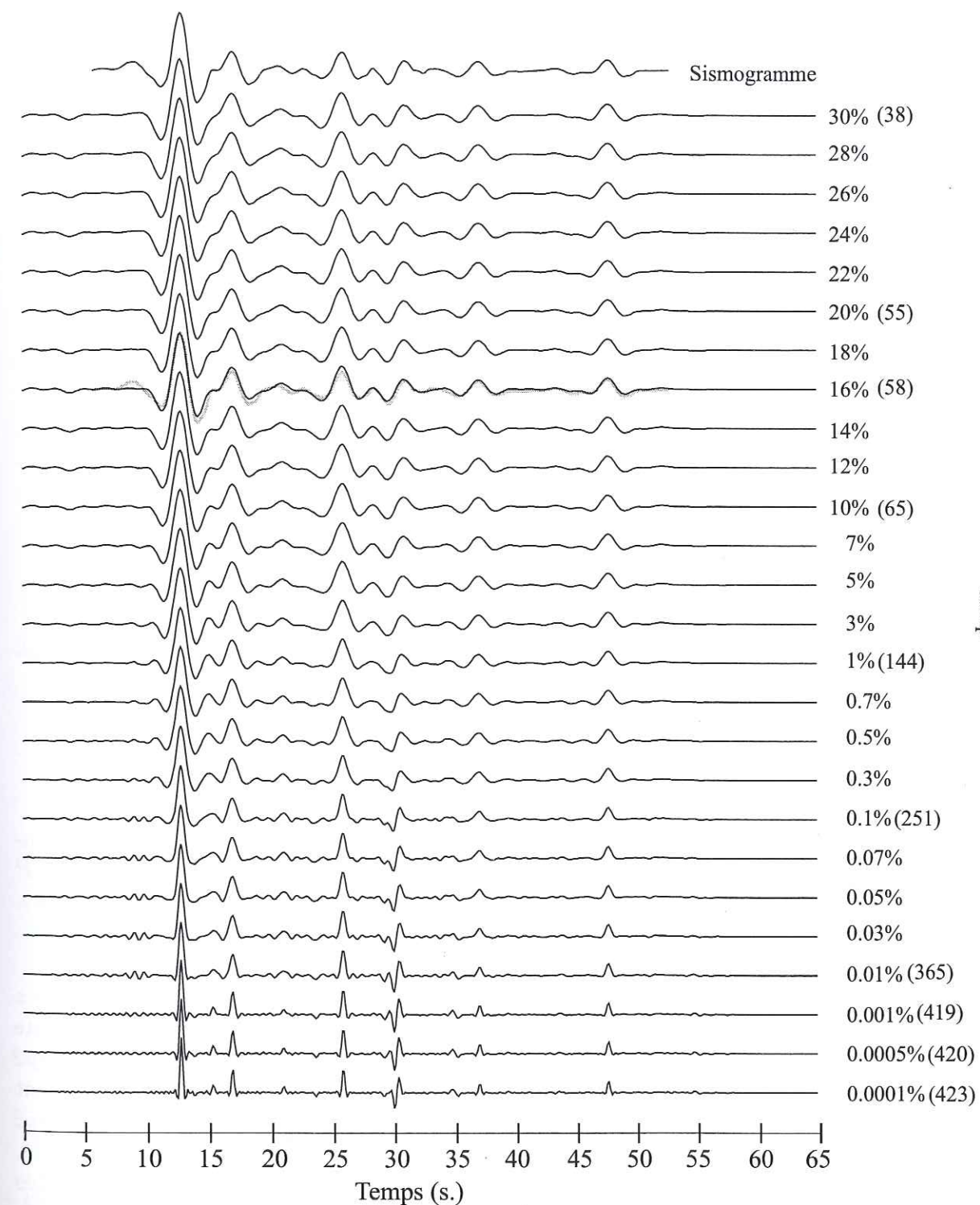


Figure 3.5: Résultats de la déconvolution de la composante L (au sommet) par la composante verticale du sismogramme selon le facteur de seuillage utilisé. La valeur de ce facteur est indiquée à droite des traces. Les chiffres entre parenthèses représentent le nombre de valeurs restantes dans le calcul. Il y a au maximum 512 valeurs. Nous avons superposé à la trace correspondant au seuillage de 16%, la composante L de départ (en gris). À partir d'une certaine valeur de seuillage, le résultat de la déconvolution tend vers le signal de départ.

Composition de la fonction de transfert : La fonction de transfert est sensible aux conversions PS sur les interfaces du milieu. Pour vérifier l'influence des réverbérations finissant en phase P , nous avons calculé une fonction de transfert à partir d'un sismogramme ne comprenant pas ces réverbérations.

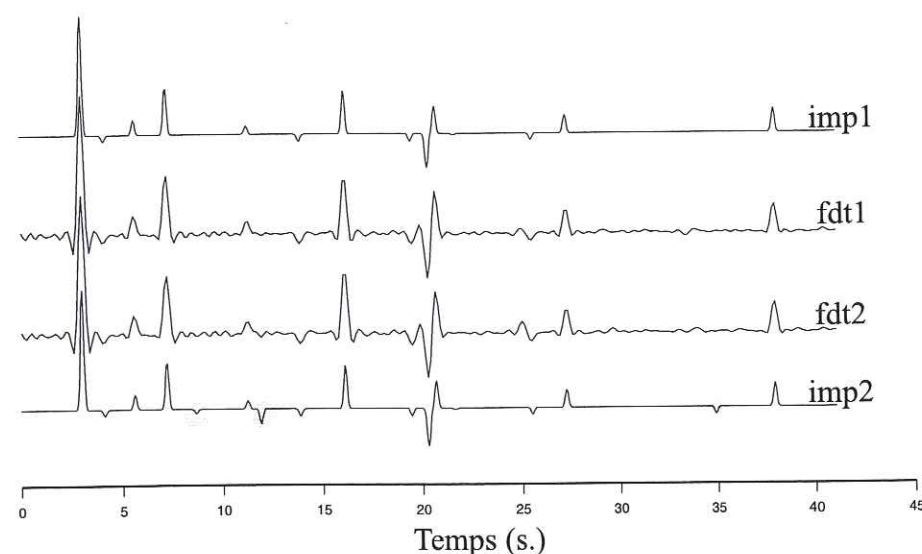


Figure 3.6: Comparaison des résultats obtenus par la déconvolution et les réponses impulsionnelles ayant servies à la modélisation des sismogrammes synthétiques (voir texte) : *imp1* : réponse impulsionnelle sans réverbération se finissant en phase P , *imp2* : réponse impulsionnelle avec réverbérations se finissant en phase P , *fdt1* : fonction de transfert calculée à partir des sismogrammes dérivés de *imp1*, *fdt2* : fonction de transfert calculée à partir des sismogrammes dérivés de *imp2*. Les bandes grises montrent les réverbérations se finissant en phase P . Nous ne représentons que la composante longitudinale à chaque fois. L'amplitude des réverbérations P est très faible sur *imp2* (elles s'enregistrent principalement sur la composante verticale). Elles disparaissent totalement après la déconvolution.

La figure 3.6 présente la comparaison des fonctions de transfert avec les réponses impulsionnelles qu'elles devraient approcher. La trace notée *imp1* sur la figure représente la réponse impulsionnelle ne comprenant pas les réverbérations P tandis que la trace *imp2* est la réponse impulsionnelle qui les contient. Sur cette même figure, *fdt1* et *fdt2* sont les fonctions de transfert calculées à partir des sismogrammes dérivés de *imp1* et *imp2* respectivement. Dans les deux cas, le facteur de seuillage utilisé est le même : 0.001%. Les fonctions de transfert ont été normalisées selon la technique citée précédemment. Les bandes grises marquent les réverbérations se finissant en phase P . Nous ne représentons que la composante longitudinale à chaque fois. Comme les arrivées P sont quasi-verticales, elles s'enregistrent principalement sur la composante verticale et leur amplitude est très faible sur *imp2*. D'autre part, elles disparaissent totalement après la déconvolution. En effet, bien que *imp1* et *imp2* présentent quelques différences, *fdt1* et *fdt2* sont semblables. On y retrouve presque tous les pics présents dans *imp1*, seul le premier pic à 1.12 secondes après le pic principal ne ressort pas vraiment.

Ainsi la déconvolution isole les phases S . De plus, leur amplitude est plus grande dans les fonctions de transfert que dans les réponses impulsionnelles correspondantes. En effet, le rapport d'amplitude entre le pic principal et l'onde convertie sur le Moho (arrivant 4.07 secondes après) est de 0.38 dans les réponses impulsionnelles alors qu'il est de 0.42 dans les fonctions de transfert. En outre, il faut noter que le pointé des arrivées converties se fait de pic à pic ce qui est plus aisé que de pointer l'émergence de la phase dans la coda de l'onde P .

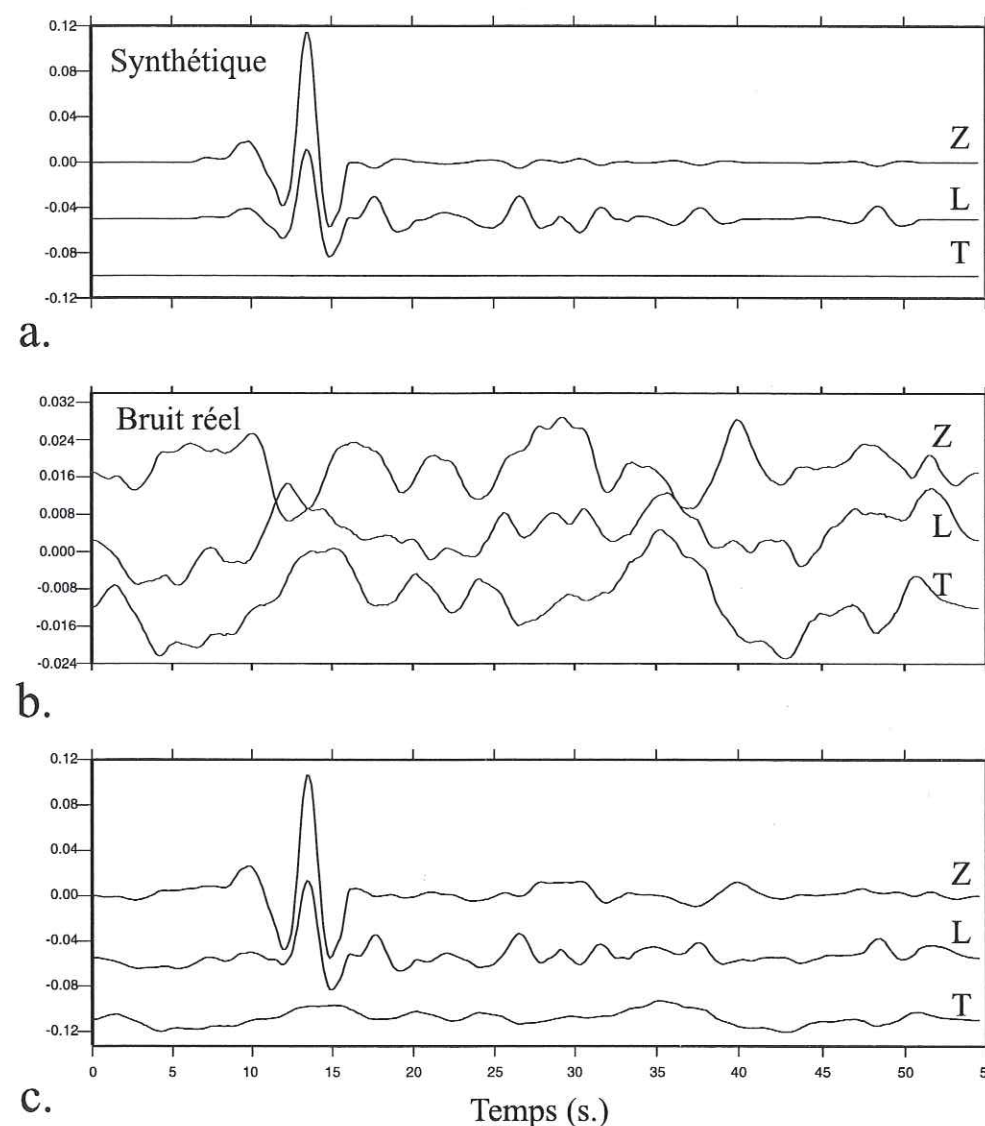


Figure 3.7: Modélisation de sismogramme synthétique bruité (c.). Nous ajoutons au sismogramme précédemment modélisé (a.) un signal représentant du bruit sismique (b.) prélevé sur un enregistrement réel. L'amplitude maximum du bruit sur la composante verticale est égale à 20% de l'amplitude maximum du sismogramme non bruité.

Bruit : Nous avons voulu tester la déconvolution en ajoutant un signal au sismogramme synthétique afin de le perturber. Pour cela, nous avons prélevé du bruit sismique sur un enregistrement réel. Nous avons pris en considération les trois composantes de

l'enregistrement pour ne pas avoir du bruit entièrement corrélé sur les trois composantes de notre synthétique et nous approcher le plus possible de la réalité (Fig. 3.7). Le signal parasite a été normalisé de manière à avoir une amplitude égale à 20% de l'amplitude maximum relevée sur la composante verticale du sismogramme synthétique. Le nouveau sismogramme est reporté sur la figure 3.7. Notons que nous avons introduit dans les composantes horizontales un bruit longue période (14 secondes de période) qui apparaît moins sur la composante verticale.

La courbe des valeurs singulières n'est que peu modifiée par l'addition de bruit au sismogramme (Fig. 3.8). Comme pour le cas non bruité, il est nécessaire de calculer la déconvolution pour une série de seuillages. Les fonctions de transfert sont regroupées sur la figure 3.9. Celle-ci présente les composantes longitudinales uniquement. Pour des valeurs de seuillage faibles, le signal parasite basse fréquence relevé sur les composantes horizontales du sismogramme paraît amplifié mais semble s'atténuer quand le facteur grandit. Ceci est en contradiction avec le rôle du seuillage des valeurs singulières. En effet, plus ce facteur est faible et plus la partie haute fréquence du signal est préservée. Ainsi, le contenu basse fréquence de la fonction de transfert devrait être conservé lorsque le seuillage des valeurs singulières augmente. En observant le comportement des fonctions de transfert obtenues ici, nous pouvons déduire que le facteur de seuillage que nous imposons dans le calcul élimine toute la partie du signal la moins contrainte quel que soit son contenu fréquentiel.

Comme dans le cas précédent, le résultat de la déconvolution tend à être similaire à la fonction de départ quand le facteur de seuillage croît. Il faut donc sélectionner un seuil raisonnable. Nous choisissons ici de prendre la même valeur que dans le cas non bruité, à savoir : 0.001%.

Les trois composantes issues de la déconvolution du sismogramme synthétique sont données dans la figure 3.10. Les oscillations secondaires sur la composante verticale sont équivalentes à celles observées pour le cas non bruité. Afin d'éliminer le signal longue période qui perturbe les composantes horizontales, nous avons filtré les signaux par un filtre passe-haut récursif, non déphasant (de type butterworth) dont la fréquence de coupure a été fixée à 0.4 Hz. Le résultat de ce filtrage est reporté sur la même figure. De plus, les signaux ont été normalisés pour obtenir un maximum de 1 sur la composante verticale. Ce filtrage élimine le signal parasite gênant mais rajoute un peu de bruit haute fréquence dans la fonction. Malgré cela la succession de pics reste clairement visible sur la composante longitudinale. La composante transverse quant à elle peut servir à estimer visuellement la quantité de bruit encore présent dans la fonction de transfert.

En comparant la composante longitudinale de la fonction de transfert avec la réponse impulsionnelle dont dérive le sismogramme synthétique, on s'aperçoit que les principaux pics sont retrouvés (Fig. 3.10). Seuls les pics négatifs les plus faibles sont indiscernables dans la fonction de transfert. Il en va de même pour le dernier pic observable sur la réponse impulsionnelle et qui correspond à la phase convertie au niveau du saut de vitesse à 410 km de profondeur. En effet, ce dernier se retrouve dans la fonction de transfert avec une amplitude relativement faible qui ne lui permet pas de se différencier très nettement du bruit.

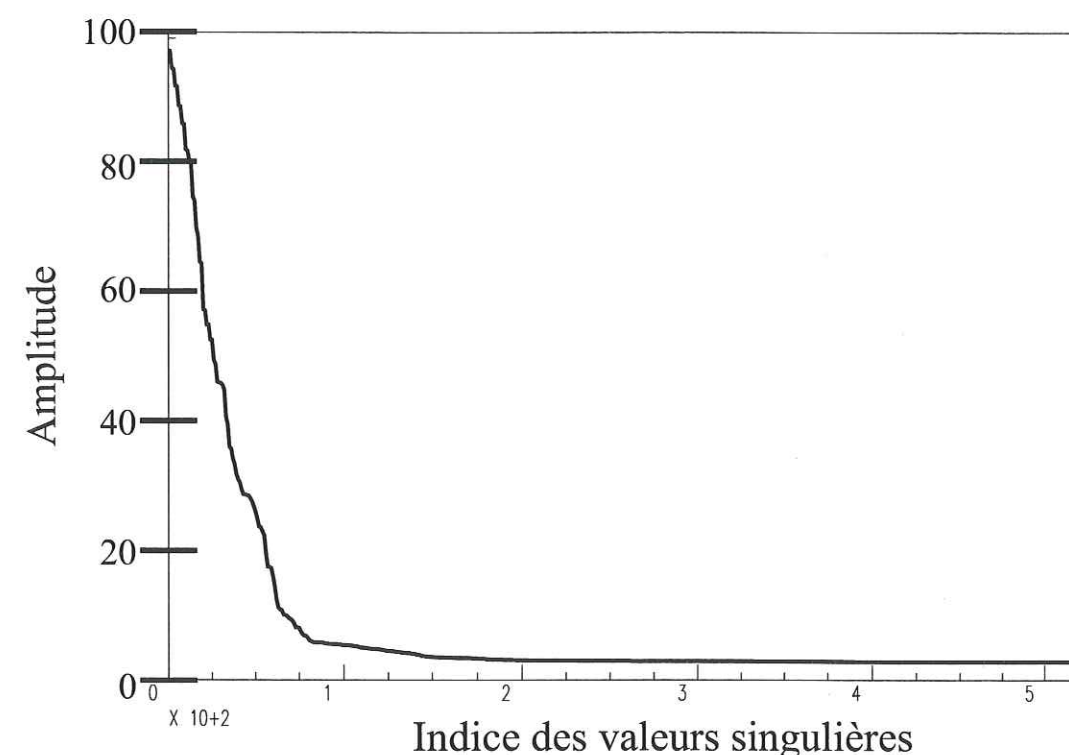


Figure 3.8: Ensemble des valeurs singulières pour la déconvolution de la composante longitudinale du sismogramme par la composante verticale. Les valeurs sont classées selon leur indice croissant et leur amplitude a été normalisée à 100.

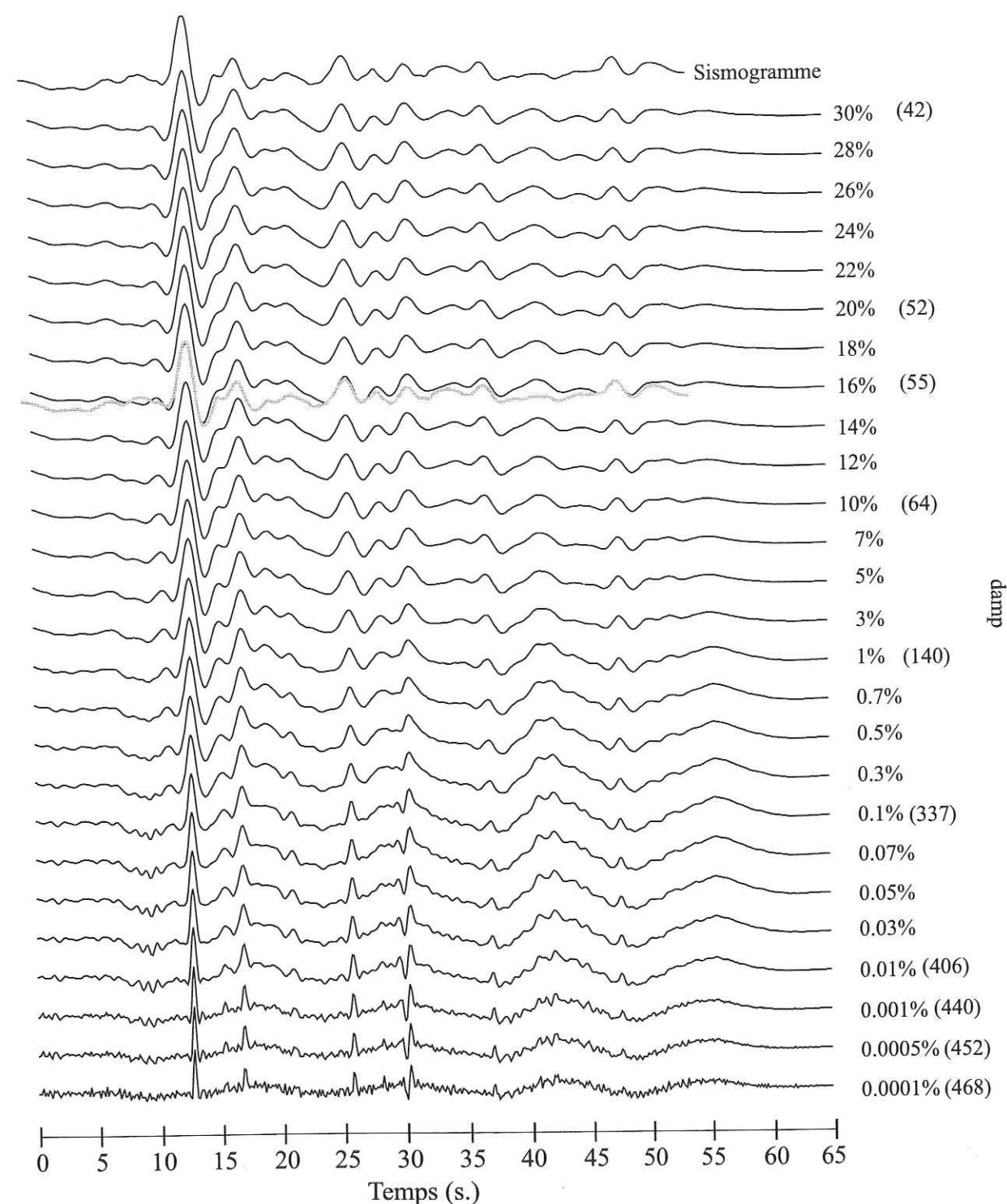


Figure 3.9: Résultats de la déconvolution de la composante L (au sommet) par la composante verticale du sismogramme bruité, selon le facteur de seuillage utilisé. La valeur de ce facteur est indiquée à droite des traces. Les chiffres entre parenthèses représentent le nombre de valeurs restantes dans le calcul. Il y a au maximum 512 valeurs.

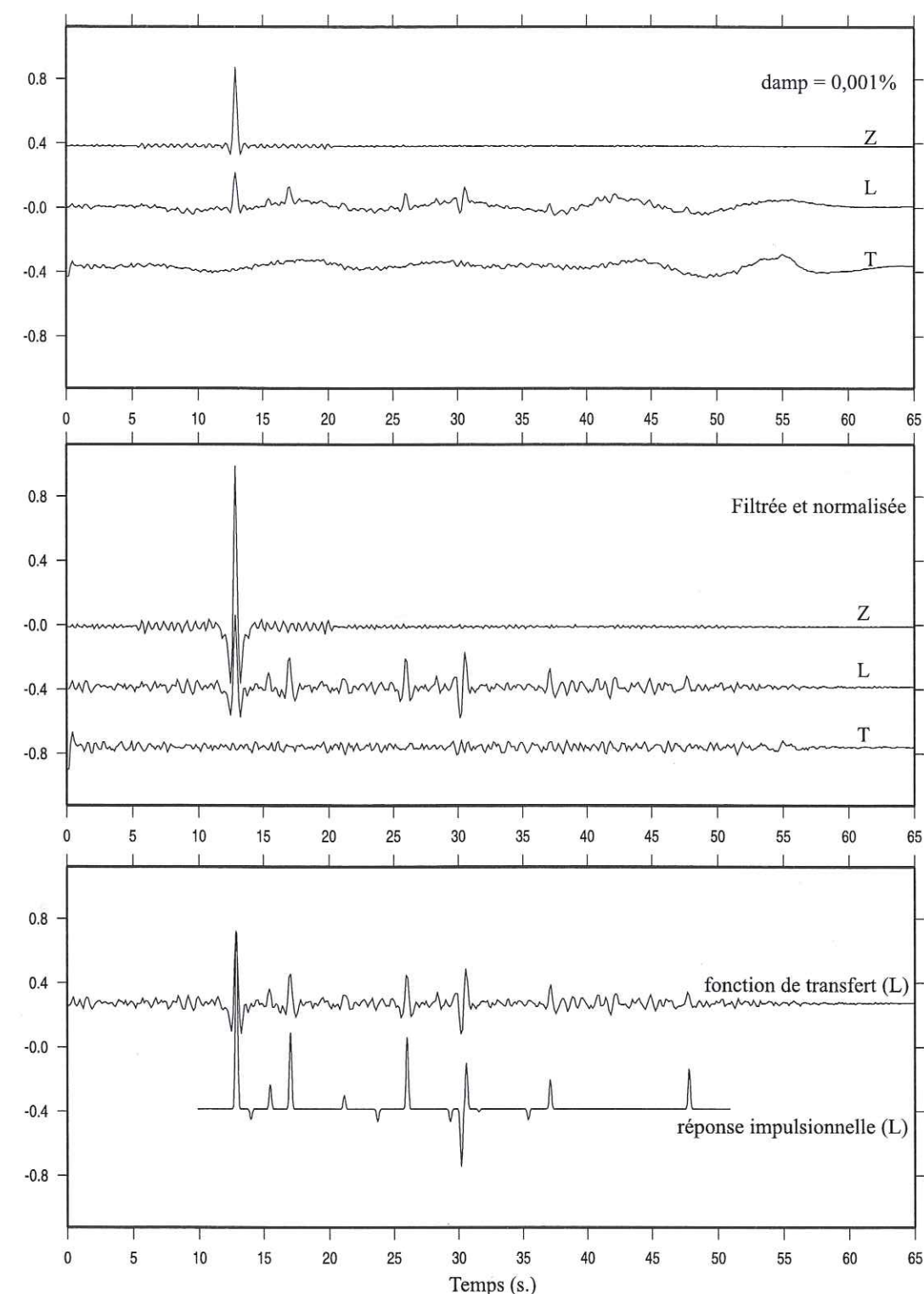


Figure 3.10: Sélection du facteur de seuillage donnant a priori la meilleure fonction de transfert.

En haut : résultat brut. Nous avons choisi un facteur de 0.001%, comme pour le cas non bruité.

Au milieu : filtrage passe-haut par un filtre récursif butterworth de fréquence de coupure égale à 0.4 Hz et normalisation. La normalisation s'effectue de manière à avoir un maximum de 1 pour la composante verticale.

En bas : comparaison des composantes L de la fonction de transfert calculée et de la réponse impulsionnelle du modèle.

Source complexe : Deux cas engendrent un train d'onde P compliqué : une source de séisme complexe de durée importante (forte magnitude) et la prise en compte des autres phases du groupe de l'onde P pour un séisme peu profond (phases pP et/ou sP). Nous avons choisi de considérer une phase pP ou sP arrivant juste après la phase P . Cette phase provient d'une réflexion à la surface libre proche du foyer du séisme. Pour un événement à 30 km de profondeur et 40° de distance épicentrale, le délai entre les phases P et pP est de 8.896 secondes (dans le modèle Iasp91). L'amplitude de la phase pP est généralement assez importante et dépasse souvent celle de la phase P . D'autre part, selon le diagramme de radiation des ondes à la source, sa polarisation peut être inversée par rapport à l'onde P .

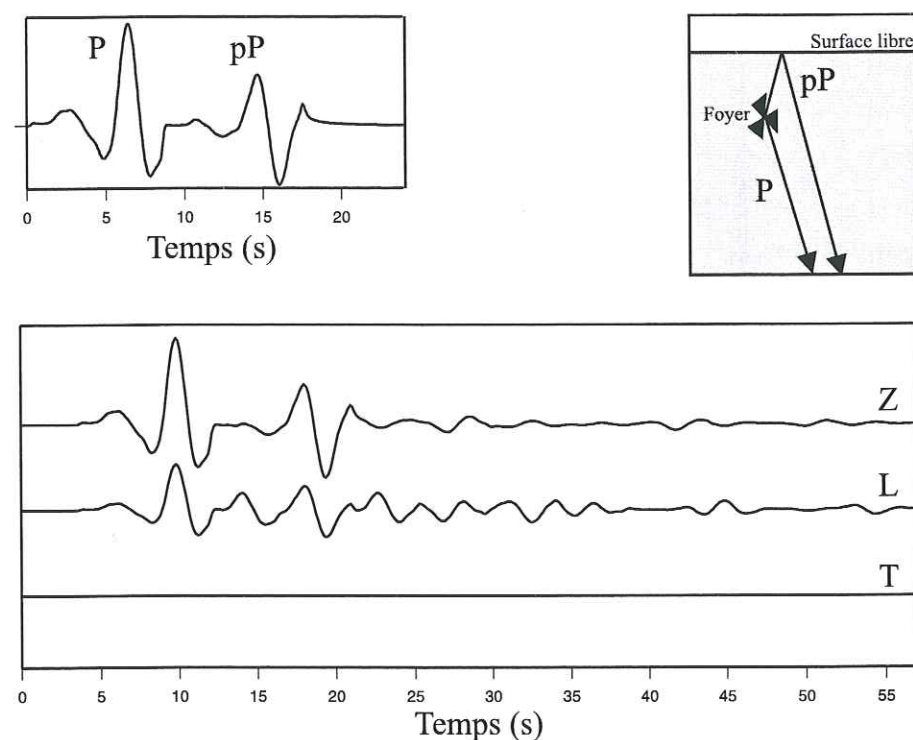


Figure 3.11: Sismogramme synthétique dans le cas où une phase pP suit la phase P principale. Le délais entre les deux phases est de 8.896 secondes, ce qui correspond à un séisme profond de 30 km et distant de 40° du point d'enregistrement.

Comme pour les cas précédents, la déconvolution est calculée pour plusieurs seuils des valeurs singulières. L'ensemble des fonctions obtenues est rassemblé figure 3.12. Cette figure nous donne l'occasion de comparer les déconvolutions obtenues à partir du cas simple avec celles calculées avec le sismogramme plus complexe. La présence de la phase pP dans le train d'onde incident entraîne plusieurs différences au niveau de la forme de la fonction de transfert. Plusieurs phases parasites apparaissent ainsi à 8.89, 36.49 et 43.78 secondes après le pic principal. Si elles ont une amplitude très faible pour des seuils des valeurs singulières très bas, celle-ci augmente significativement avec la hausse du facteur de seuillage.

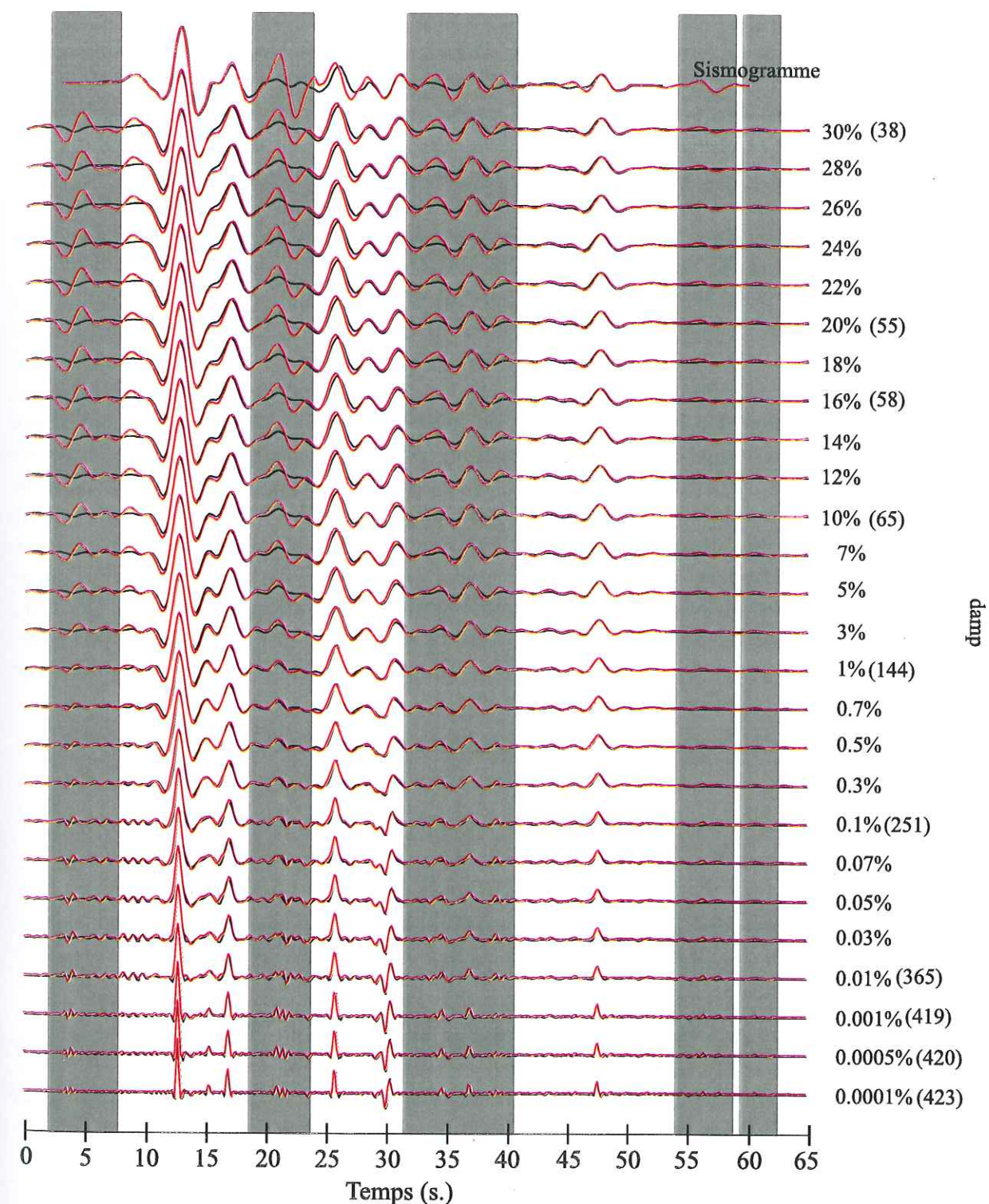


Figure 3.12: Superposition des résultats de la déconvolution du cas pP (rouge) et des résultats obtenus à partir du cas simple.

Un autre signal précède de 8.89 secondes le pic principal. Celui-ci est à peine visible dans la fonction résultant de la déconvolution avec un seuil de 0.001% mais est clairement identifiable pour des seuils plus élevés. L'apparition de cette phase est un artéfact de la

méthode de déconvolution. En effet, afin de mieux visualiser la forme du pic principal, nous décalons les composantes horizontales de la composante verticale avant le calcul de la déconvolution. Ici, le décalage est de 12.8 secondes (soit 100 échantillons). Ainsi, la partie des fonctions de transfert précédant le pic principal reflète l'amplitude de la coda de l'onde *P* sur la composante verticale. Les dix premières secondes de la fonction de transfert semble ainsi permettre de savoir s'il existe des phases parasites et d'évaluer leur importance. Un signal faible paraît être garant de l'absence de pics parasites dans le reste de la fonction de transfert. Nous nous efforcerons alors de choisir un facteur de seuillage qui limite l'amplitude de la fonction avant le pic principal.

La figure 3.13 est un zoom sur les 30 premières secondes de la fonction de transfert. Trois traces sont dessinées. Ces fonctions sont le résultat de la déconvolution de la composante longitudinale par la composante verticale calculée avec différents facteurs de seuillage des valeurs singulières : 0.0005%, 10% et 30%. Deux choses apparaissent sur ce graphique. D'une part, il illustre bien l'effet atténuant du seuil des valeurs singulières. En effet, plus celui-ci est faible et moins les signaux parasitant la fonction de transfert avant et après le pic principal sont exprimés. D'autre part, nous pouvons remarquer l'élargissement de tous les pics composant la fonction de transfert quand le seuil s'élève. Cet élargissement est accompagné d'une diminution du nombre d'oscillations secondaires autour des pics et d'une augmentation de leur amplitude. Ainsi on voit apparaître de part et d'autre du pic principal deux pieds négatifs. Dans la trace obtenue à l'aide d'un seuil de 30%, l'amplitude de ces pieds vaut plus de 50% du maximum du pic. En guise de comparaison, les pieds négatifs autour du pic principal relevé sur la fonction de transfert calculée avec le seuil le plus bas représente moins de 10% du pic.

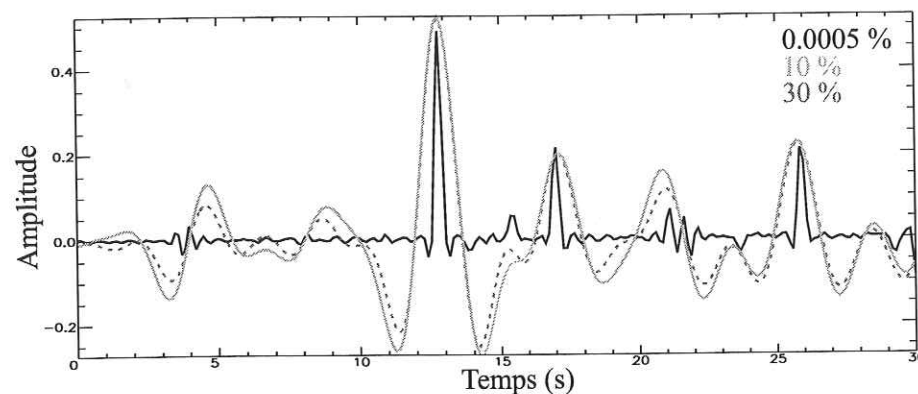


Figure 3.13: Zoom sur les 30 premières secondes des fonctions de transfert calculées pour trois facteurs de seuillage différents 0.0005%, 10% et 30%. Plus le seuil est élevé, plus le rapport d'amplitude entre les pics parasites et les phases converties est grand.

Les phases parasites contenues dans la fonction de transfert longitudinale se retrouvent également dans la trace issue de l'auto-déconvolution de la composante verticale (fig 3.14). Là encore, une élévation du seuil d'annulation des valeurs singulières provoque une amplification des phases parasites. Nous retrouvons également la diminution du nombre d'oscillations secondaires autour du pic principal et l'élargissement des pics et de leur pieds. Par rapport au cas simple, nous remarquons clairement la présence de la phase pP 8.89 secondes après le pic majeur. Enfin, il faut noter que, comme pour une

auto-corrélation, l'auto-déconvolution est symétrique par rapport au pic principal. Nous avons ici l'explication du signal observé avant le pic principal sur la fonction de transfert longitudinale.

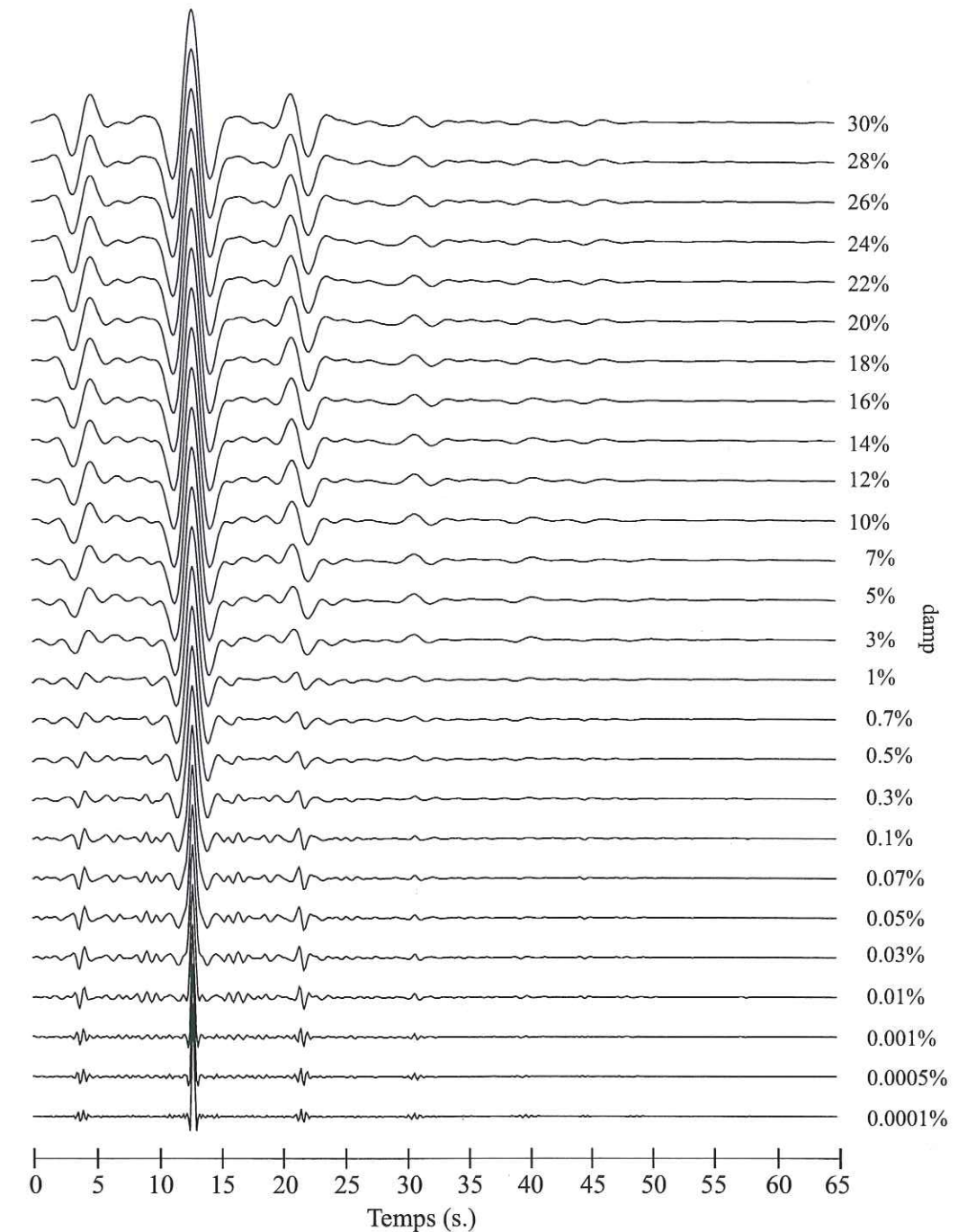


Figure 3.14: Résultats de l'auto-déconvolution de la composante verticale. Comme pour la composante longitudinale, nous présentons plusieurs résultats selon le facteur de seuillage des valeurs singulières considérées. Par rapport au cas simple (fig 3.3), nous remarquons clairement la présence de la phase pP. Comme pour une auto-corrélation, l'auto-déconvolution est symétrique par rapport au pic principal.

En conclusion : Ces tests synthétiques révèlent la sensibilité des fonctions de transfert et la puissance de la déconvolution qui possède un haut pouvoir séparateur de phases. Pourtant ils restent des cas simplifiés. Avec des sismogrammes réels, nous sommes obligés d'inspecter visuellement le contenu de la coda de l'onde P afin d'éviter les mauvaises interprétations. Ainsi, il faut éviter les séismes présentant une coda importante ainsi que des arrivées trop énergétiques après la phase P qui, dans la plus part des cas, ne sont pas générées par le milieu sous la station. Tout d'abord, la longueur de la fonction source va contrôler la longueur et le contenu fréquentiel de l'onde P émise. Pour un séisme de magnitude 6, par exemple, la longueur de la fonction source est de 3 secondes environ tandis que pour une magnitude de 7, elle passe à 20 secondes. Ainsi, plus le séisme est de magnitude forte et plus l'onde P est large et complexe. D'autre part, les séismes peu profonds engendrent notamment des phases provenant de réflexions à la surface libre proche de l'hypocentre (phase pP). Langston (1979) préconise donc l'utilisation de séismes profonds ($Z > 100\text{ km}$) pour éviter ce phénomène. Toutefois, pour étudier l'interface croûte-manteau, il est possible d'utiliser des hypocentres dont la profondeur est voisine de 40 km car dans ce cas, l'onde pP arrive plus de 10 secondes après la phase P pour des distances épicentrales supérieures à 23° (Guilbert, 1995). D'autre part, il semblerait que la partie de la fonction de transfert précédant le pic principal soit fonction de la composante verticale de la coda de l'onde P . En considérant un facteur de seuillage des valeurs singulières qui limite l'amplitude de cette partie des fonctions de transfert, nous espérons éviter les pics parasites dans le reste de la fonction. Enfin, une inspection de la forme du résultat de l'auto-déconvolution de la composante verticale des sismogrammes est un moyen supplémentaire de nous assurer de la présence de phases perturbatrices. Nous observons également qu'un facteur de seuillage faible semble garantir l'élimination de ces phases dans les fonctions de transfert.

3.2 Pourquoi des enregistrements large-bande ?

Il existe plusieurs types de capteurs sismologiques qui sont définis par leur réponse instrumentale et la gamme de fréquences du mouvement du sol auxquelles ils sont sensibles.

Les sismomètres courte période sont essentiellement sensibles aux périodes comprises entre 0.1 et 1. secondes tandis que les capteurs longue période sont dédiés aux périodes supérieures à 10 secondes. Pour enregistrer convenablement les mouvements du sol de fréquences intermédiaires, des sismomètres large bande ont été développés à partir de la fin des années 80. De nos jours, le nombre de données large bande disponibles augmente sans cesse. Les capteurs large bande sont de plus en plus employés non seulement par les réseaux permanents mondiaux tel le réseau GEOSCOPE mais aussi lors de campagnes temporaires et ont tendance à remplacer les deux autres types d'instrumentation. La figure 3.15 illustre les domaines fréquentiels ainsi que la dynamique de différents capteurs. Elle est extraite de Lowrie (1997), l'auteur l'ayant reprise de Lay et Wallace (1995). Les auteurs y comparent les caractéristiques des instruments du réseau global IRIS avec celles des sismomètres plus anciens du réseau WWSSN. La comparaison des différents enregistrements du séisme de Bucharest (4 Mars 1977) (Fig. 3.15a.) montre que les sis-

mogrammes large bande contiennent plus d'information que les données courte et longue période même réunies. Les stations large-bande sont donc particulièrement adaptées pour l'étude des ondes de volume téléseismiques, les ondes P en particulier. La vaste dynamique du capteur large bande permet d'enregistrer aussi bien le bruit microsismique que les tremblements de terre les plus grands et la gamme de fréquences couverte va de 20 Hz jusqu'à près de 0.01 Hz (Fig. 3.15b).

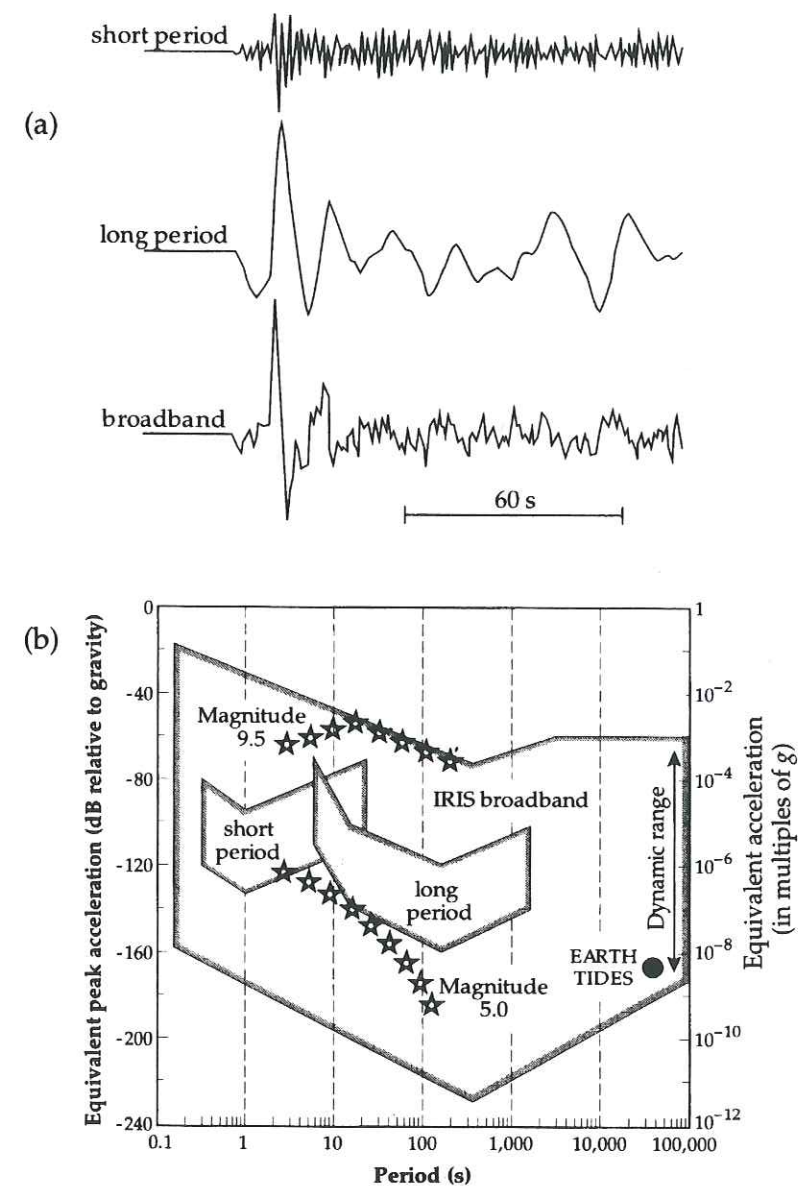


Figure 3.15: (a) Comparaison entre les enregistrements courte période, longue période et large bande d'un téléseisme (Lowrie, 1997). L'enregistrement large bande contient plus d'information que les deux autres types de signaux, individuellement ou même combinés. (b) Comparaison des différentes réponses instrumentales des principaux types de capteurs sismologiques. Les auteurs ont reporté sur le graphique l'accélération du sol attendue pour des séismes de magnitude 9.5 et 5.0.

Conclusion

La sismologie est le moyen le plus direct pour étudier la structure de la Terre. Les ondes générées par les séismes traversent le globe de part en part et nous permettent de visualiser plus ou moins précisément l'intérieur de notre planète.

L'intérieur de la Terre est caractérisé par des interfaces où sur quelques kilomètres la vitesse des ondes sismiques varie brutalement. L'amplitude de ces sauts est variable d'une discontinuité à l'autre. On distingue ainsi trois discontinuités majeures qui délimitent des domaines bien différents aussi bien du point de vue de leur composition chimique que du point de vue de leur comportement mécanique. De la surface vers le centre de la Terre on observe successivement : la croûte, le manteau, le noyau externe et la graine.

Dans ces couches principales il existe des discontinuités du second ordre dont les profondeurs semblent varier latéralement et dont le nombre dépend des auteurs. C'est notamment le cas de la croûte et du manteau supérieur. Ces interfaces plus discrètes sont difficiles à détecter.

L'analyse de la coda de l'onde P , c'est-à-dire de la centaine de secondes qui la suivent, en termes de phases converties PS permet de caractériser les interfaces qui les ont générées. Afin de détecter et d'isoler ces phases sur les sismogrammes, nous utilisons une méthode vieille de quelques décades qui a fait ses preuves. Les ondes téléseismiques ont une incidence aux stations d'enregistrement qui est quasi-verticale. C'est pourquoi les sismogrammes 3-composantes enregistrent principalement l'onde P sur la verticale alors que les phases converties se retrouvent sur les composantes horizontales. Nous déconvoluons ainsi les horizontales par la verticale pour générer ce qu'on a coutume d'appeler les fonctions de transfert.

La comparaison de plusieurs méthodes de déconvolution nous a permis de sélectionner celle qui permet les analyses *a priori* les plus fines. Nous utilisons ainsi un algorithme de déconvolution dans le domaine temporel se basant sur une inversion matricielle par décomposition en valeurs singulières.

Comme nous utilisons la même longueur de signal pour les trois composantes, la déconvolution permet non seulement d'isoler les ondes cisailantes dans le signal sismologique mais aussi d'éliminer de la coda de l'onde P toutes les réverbérations sous la station finissant sous la forme d'une onde compressive. D'autre part, nous avons choisi de conserver l'amplitude du pic principal des fonctions de transfert longitudinale afin de contraindre correctement les structures les plus superficielles. En effet, Ammon (1991) démontre que l'amplitude de ce pic n'est pas uniquement une mesure directe du rapport entre les composantes verticale longitudinale mais qu'elle est liée à tout le profil de vitesse sous la

station. Dans les milieux très hétérogènes, la relation entre cette amplitude et les structures est très complexe et difficile à évaluer. Cependant, en évitant une normalisation abusive de la fonction de transfert longitudinale, nous préservons une information essentielle contraignant la structure sous la station.

Le choix du seuil des valeurs singulières dans le calcul des déconvolutions se fait sur des critères *a priori* subjectifs. Dans ce sens, la procédure appliquée n'est pas reproductible en tant que telle. Elle doit être adaptée au cas par cas : il est impossible de se fixer un seuil constant. Celui-ci dépend du rapport signal/bruit des sismogrammes utilisés mais est sans doute également lié à l'épaisseur des discontinuités ayant engendré les phases converties. En effet, plus le saut de vitesse est rapide et plus les phases générées au passage de la discontinuité auront une forme d'onde proche de celle de l'onde incidente. Dans ce cas, les pics de la fonction de transfert associée seront haute fréquence et le seuil efficace des valeurs singulières est bas. Nous observons ceci avec nos tests synthétiques : avec des discontinuités de vitesse de premier ordre franche, le facteur de seuillage est quasiment inutile.

Nous avons choisi d'effectuer visuellement la sélection du facteur de seuillage avec pour but d'obtenir un jeu de fonctions de transfert dont le contenu fréquentiel est similaire. Nous aurions pu, comme Ammon (1992), baser le choix du seuil des valeurs singulières sur une évaluation de l'incertitude de la forme de la fonction de transfert par une analyse du bruit contenu dans les signaux de départ.

À partir de l'analyse des fonctions de transfert résultant de la déconvolution des sismogrammes nous pouvons étudier la structure de la croûte et du manteau supérieur. La polarisation, l'amplitude et le temps d'arrivée des phases composant les fonctions de transfert vont nous permettre de caractériser ces structures. La partie suivante va décrire toutes les méthodes mis en oeuvre dans cette étude.

Partie II

Inversion des Fonctions de Transfert

Introduction

La caractérisation détaillée de la structure de la croûte continentale et du manteau sous jacent reste un objectif majeur dans les études géophysiques. Les contraintes apportées dans ce sujet par la sismique réflexion ont été complétées par les études de sismique grand-angle. De ces travaux a émergé une structure complexe variant latéralement, non homogène et parfois anisotrope. Cette image a remplacé peu à peu les modèles simples de croûte décrits par deux ou trois couches planes.

Les coefficients de conversion PS aux interfaces étant généralement faibles pour des incidences quasi verticales, l'amplitude des phases converties dans les fonctions de transfert est très faible. Il est alors nécessaire d'utiliser des techniques de sommation pour distinguer plus clairement ces phases. Cette opération permet en outre d'éliminer le bruit résiduel contenu dans les fonctions de transfert en faisant l'hypothèse que le bruit n'est pas corrélé d'une trace à l'autre. Selon que l'on s'intéresse aux discontinuités plus ou moins profondes, il est nécessaire d'apporter une correction avant la sommation car le temps de propagation des phases dépend de leur paramètre de rai.

Les méthodes se basant sur les fonctions de transfert ont été, dans un premier temps, développées pour étudier la structure de la croûte sous une station sismologique isolée (Phinney, 1964; Langston, 1977, 1979; Owens *et al.*, 1984; Mangino *et al.*, 1993). Profitant de l'incidence verticale des ondes téléseismiques, nous ne sommes pas gênés par les zones de moindre vitesse qui dans le cas de la sismique réflexion engendrent des zones d'ombre pouvant altérer les profils sismiques (Jones & Phinney, 1998). Les fonctions de transfert contraignent les contrastes de vitesse des ondes S dans le milieu sous les stations et sont par exemple utilisées pour obtenir une mesure du coefficient de Poisson (Zandt & Ammon, 1995). D'autre part, la différence de propagation entre l'onde P et l'onde P convertie S permet de localiser directement la profondeur de l'interface à l'origine de la conversion. En général, les phases PS sont accompagnées de réverbérations dans les couches crustales. Nous retrouvons ces phases dans les fonctions de transfert lorsque les milieux sont suffisamment tabulaires. Depuis quelques années, sont apparues des études impliquant plusieurs stations sismologiques (par ex.: Abers, 1998; Jones & Phinney, 1998). Ces travaux cherchent à contrôler la distribution latérale de vitesse dans la croûte. Ainsi, la notion de fonction de transfert est élargie aux milieux latéralement hétérogènes et commence à s'appliquer aux régions tectoniquement complexes.

Dans la première partie de cette thèse, nous avons vu comment étaient estimées les fonctions de transfert en exploitant l'avantage du mode d'enregistrement des arrivées téléseismiques quasi-verticales sous la station. Dans cette partie, nous développons les aspects techniques de l'interprétation de ces fonctions. La première interprétation se fait en termes de distribution verticale de la vitesse des ondes de cisaillement sous une unique station sismologique. Les variations latérales seront examinées d'une part en observant les différences dans la forme des fonctions de transfert selon la direction d'arrivée de l'onde P . D'autre part, la confrontation des enregistrements à plusieurs stations pourra également nous servir à déterminer les hétérogénéités latérales.

Chapitre 4

Spectre de Vitesse : l'imagerie des structures mantelliques

Les ondes converties permettent un accès direct aux discontinuités du manteau, mais sont très difficiles à observer sur un sismogramme, du fait de la faiblesse de leur amplitude. À l'aide du calcul des fonctions de transfert, on tente de les détecter sur les enregistrements individuels. Après cette opération, les signatures des interfaces restent de faible amplitude et ressortent difficilement du bruit encore présent.

Il est alors nécessaire de sommer plusieurs enregistrements pour améliorer le rapport signal sur bruit.

Pour calculer cette sommation, il faut d'abord s'affranchir des variations de l'écart de temps de propagation entre les phases converties et l'onde P elle-même. Cet écart dépend de la géométrie des rais. Nous allons nous placer dans un cas simple où l'onde P est considérée comme une onde plane au moment de son arrivée sur l'interface étudiée. En première approximation nous considérons un cas plan, ce qui permet d'effectuer un traitement équivalent à celui effectué en sismique réflexion multifaisceaux, lorsque l'on regroupe les tirs en point miroir commun (Hatton *et al.*, 1988).

4.1 Correction dynamique dans le cas plan

La figure 4.1 schématise le rai de la phase convertie P-SV arrivant à une station, dans le cas plan et pour une géométrie simple : une couche sur un demi-espace homogène. La différence de temps d'arrivée entre la phase P et la phase convertie P-SV pour un rai de paramètre p va être calculée relativement au délai entre les mêmes phases pour un rai d'incidence verticale.

Cette correction, appelée correction dynamique, va permettre de ramener avant sommation toutes les phases à une incidence verticale.

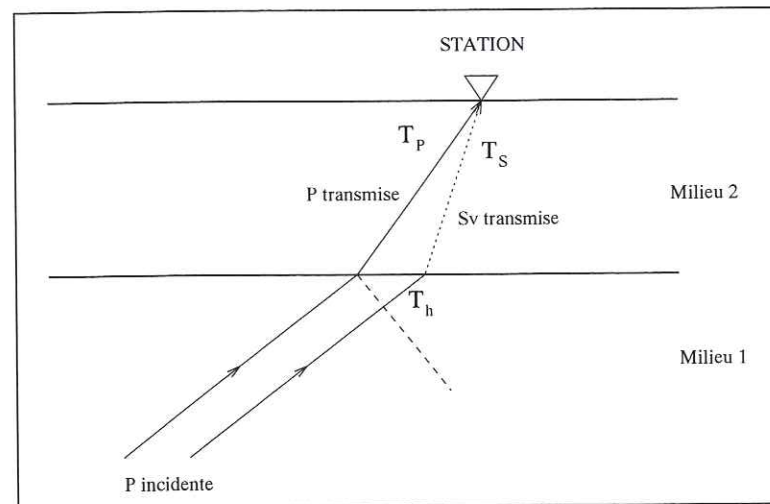


Figure 4.1: Phase convertie P-SV, notée Ps, dans un modèle d'une couche sur un demi-espace homogène d'après Gurrola et al. (1994), T_P et T_S sont les temps de parcours dans la couche de la phase P et de la phase S respectivement. T_h est le délai lié à la différence de marche de la phase P dans le demi-espace homogène.

D'après Gurrola et al. (1994), la différence de temps d'arrivée entre la phase P et la phase convertie P-SV pour un paramètre de rai donné s'écrit :

$$\Delta T_{Ps}(p; z, V_S, V_P) = T_S + T_h - T_P = z(\sqrt{V_S^{-2} - p^2} - \sqrt{V_P^{-2} - p^2}). \quad (4.1)$$

Les vitesses V_P et V_S sont celles des phases P et S respectivement, dans la couche "milieu 2" de la figure 4.1. T_P , T_S et T_h sont les temps déjà mentionnés, z est la profondeur de l'interface et p , le paramètre du rai incident.

Cette équation nous donne une courbe pouvant être appelée indicatrice par référence à la sismique (Fig. 4.2).

En introduisant le rapport $Rv = V_P/V_S$, et en considérant le délai ΔT_{Ps0} , différence de temps d'arrivée entre l'onde directe et l'onde convertie pour un rai vertical, il vient (Gurrola et al., 1994) :

$$\Delta T_{Ps}(\Delta T_{Ps0}, p, V_S, Rv) = \frac{Rv \Delta T_{Ps0}}{Rv - 1} (\sqrt{1 - p^2 V_S^2} - \sqrt{Rv^{-2} - p^2 V_S^2}). \quad (4.2)$$

Avec,

$$\Delta T_{Ps0} = \frac{z(Rv - 1)}{V_S Rv}. \quad (4.3)$$

Sur la figure suivante ont été reportés les termes de la correction dynamique.

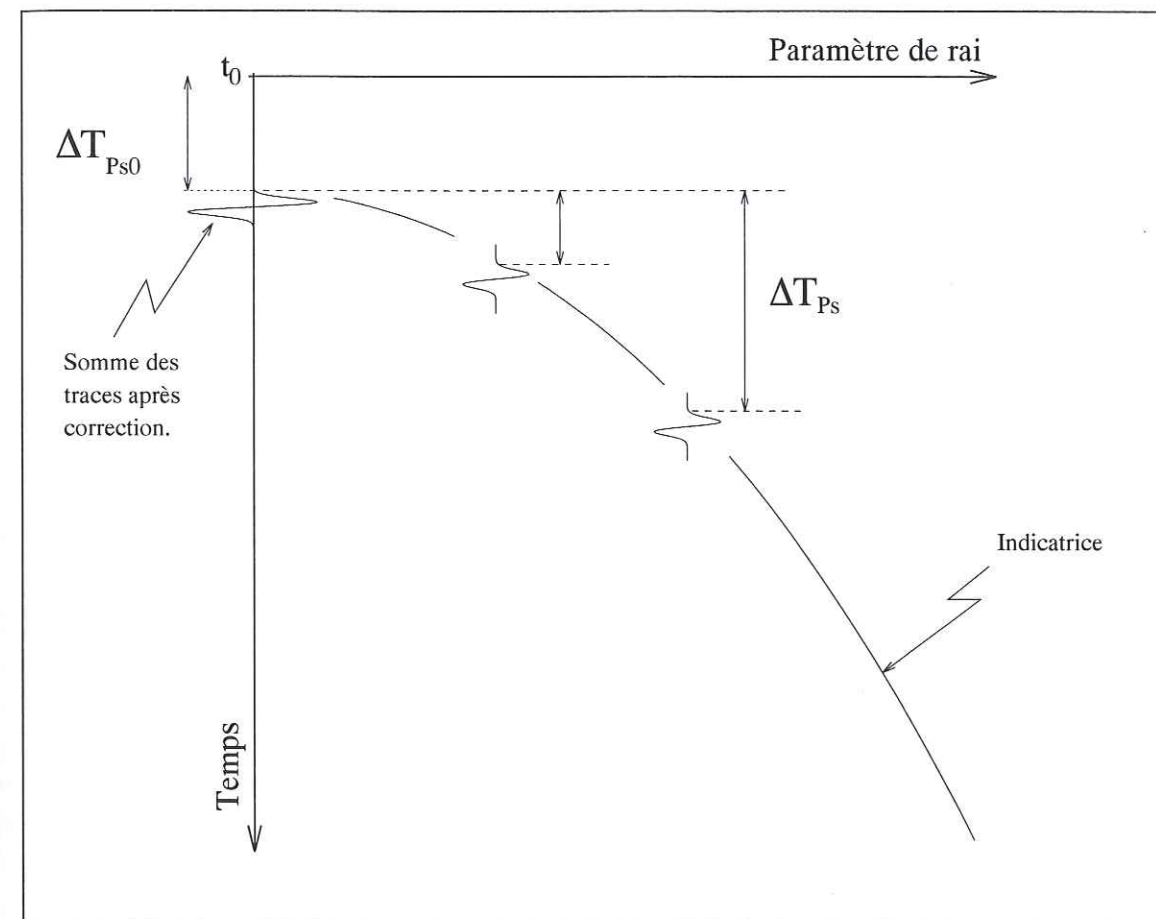


Figure 4.2: Correction dynamique et principe de sommation. t_0 est le temps d'arrivée de l'onde P.

Pour les réflexions multiples, l'indicatrice est différente et donc la correction dynamique également.

Pour une réflexion à la surface en onde P (voir figure 4.3), la correction vaut :

$$\Delta T_{P2p1s}(\Delta T_{P2p1s0}, p, V_S, Rv) = \frac{Rv \Delta T_{P2p1s0}}{Rv + 1} (\sqrt{1 - p^2 V_S^2} + \sqrt{Rv^{-2} - p^2 V_S^2}), \quad (4.4)$$

d'après Gurrola et al. (1994). Dans ce cas, ΔT_{P2p1s0} s'écrit :

$$\Delta T_{P2p1s0} = \frac{z(Rv + 1)}{V_S Rv}. \quad (4.5)$$

Nous nous intéresserons essentiellement à ces deux phases, car ce sont celles qui ont généralement le plus d'amplitude parmi toutes les autres phases arrivant à la station sous la forme SV.

Pour conserver la même convention que Gurrola et al. (1994), les réverbérations multiples seront notées $Pn p m s$ où n est le nombre de trajets dans la couche sous forme d'onde P et m le nombre de trajets sous forme d'onde S.

La différence de forme de l'indicatrice des phases converties et des réflexions multiples permet de différencier ces phases les unes des autres.

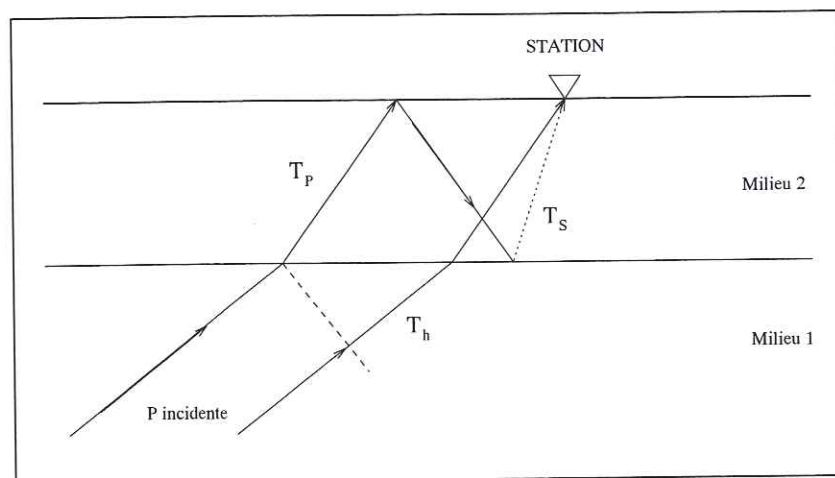


Figure 4.3: Phase $P2p1s$ dans un modèle d'une couche sur un demi-espace homogène d'après Gurrola et al. (1994), T_p et T_s sont les temps de parcours dans la couche de la phase P et de la phase S respectivement. T_h est le délai lié à la différence de temps de propagation de la phase P dans le demi-espace homogène.

4.2 Spectre de vitesse dans le cas plan

Dans un milieu où le rapport Rv est considéré constant et connu, la forme des indicatrices dépend de deux paramètres V_s et ΔT_{Ps0} .

Lorsque la vitesse du milieu et la profondeur de l'interface ne sont pas connues, on effectue les sommations le long de courbes dépendant de ces deux paramètres. La sommation sera efficace, c'est à dire que les ondes seront le plus constructives, quand la correction sera faite selon la bonne indicatrice (*i.e.* : celle correspondant à la vitesse du milieu et à la profondeur de l'interface). Nous calculons ainsi un "spectre de vitesse" S , dans le plan $V_s, \Delta T_{Ps0}$ par la sommation suivante :

$$S(\Delta T_{\Psi 0}, V_s) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N A_i[\Delta T_{\Psi}(\Delta T_{\Psi 0}, p_i, V_s, Rv)], \quad (4.6)$$

où :

$\Psi \Rightarrow$ type de la phase (Ps ou $P2p1s$)

Rv est fixé constant pour tout le modèle

$N \Rightarrow$ nombre de fonctions de transfert

$A_i \Rightarrow$ Amplitude de la $i^{ème}$ fonction de transfert

$p_i \Rightarrow$ paramètre du rai ayant donné la fonction de transfert i

$\Delta T_{\Psi} \Rightarrow$ temps auquel est lu l'amplitude A_i (provient de la correction 4.2 ou 4.4)

Remarques :

- Pour obtenir ce spectre, on suppose que la vitesse dans la couche ne varie pas, on obtient ainsi une somme à vitesse constante.
- Le spectre de vitesse est calculé pour chaque phase à partir des équations de correction dynamique (eq. (4.2) et (4.4)).

- S sera maximum pour un couple temps $\Delta T_{\Psi 0}$ et vitesse donné lorsqu'il y aura réellement présence d'une interface et que la vitesse sera bien celle du milieu.
- Si ΔT_{Ψ} n'est pas un multiple du pas d'échantillonnage en temps, il faut interpoler linéairement la valeur de l'amplitude A_i .
- L'application de ces formules simples suppose que chaque interface est considérée comme unique et que la vitesse au-dessus de l'interface est constante. Dès la deuxième interface nous aurons là une approximation.

4.3 Correction de sphéricité

En prospection sismique la relative faiblesse des profondeurs permet de considérer un modèle de terre plan. Par contre, dans notre cas, espérant pouvoir atteindre des profondeurs de l'ordre de 700 km, il faut apporter une correction de sphéricité au calcul de l'indicatrice des phases converties.

Nous allons donc appliquer une EFT¹ qui va permettre de rectifier le calcul des temps de propagation des phases converties. Cette transformation n'est qu'approximative pour la propagation des ondes P ou SV (Aki & Richards, 1980), mais est correcte pour l'évaluation des temps de propagation, elle ne va alors pas perturber nos résultats (Gurrola et al., 1994).

Pour corriger les vitesses avec lesquelles on travaille, il faut considérer la relation

$$\alpha_{sph}(r) = \left(\frac{r}{a}\right) \times \alpha_{plan}(z), \quad (4.7)$$

donnant la vitesse sphérique $\alpha_{sph}(r)$ à partir de la vitesse plane $\alpha_{plan}(z)$ (Aki & Richards, 1980). a est le rayon de la terre, le rayon r étant relié à la profondeur z du cas plan selon :

$$r = a \times \exp\left(-\frac{z}{a}\right). \quad (4.8)$$

Ainsi, des relations (4.2), (4.4), (4.7) et (4.8), on déduit que,

$$\begin{aligned} V_{sph}(r) &= V_{splan} \times \exp\left(\frac{\Delta T_{Ps0} Rv V_{splan}}{(1-Rv)a}\right), & \text{pour la phase Ps} \\ V_{sph}(r) &= V_{splan} \times \exp\left(-\frac{\Delta T_{P2p1s0} Rv V_{splan}}{(Rv+1)a}\right), & \text{pour la phase P2p1s} \end{aligned} \quad (4.9)$$

4.4 Synthétiques

Dans un premier temps la méthode a été appliquée à des sismogrammes synthétiques calculés en utilisant la théorie des faisceaux Gaussiens. Ces calculs ont été exécutés par le logiciel Xgbm, développé par J. P. Davis et I. H. Henson, qui se base sur les travaux de Weber (1988a,b). Ce logiciel très souple à l'utilisation permet non seulement le calcul de sismogrammes synthétiques mais aussi le tracé de rais ainsi que le calcul d'hodochrones.

¹EFT : Earth Flattening Transformation (e.g. Aki & Richard, 1980)

Cette application permet de voir en particulier l'effet des approximations utilisées pour le calcul des indicatrices, sur les profondeurs et les vitesses déterminées.

4.4.1 Le modèle

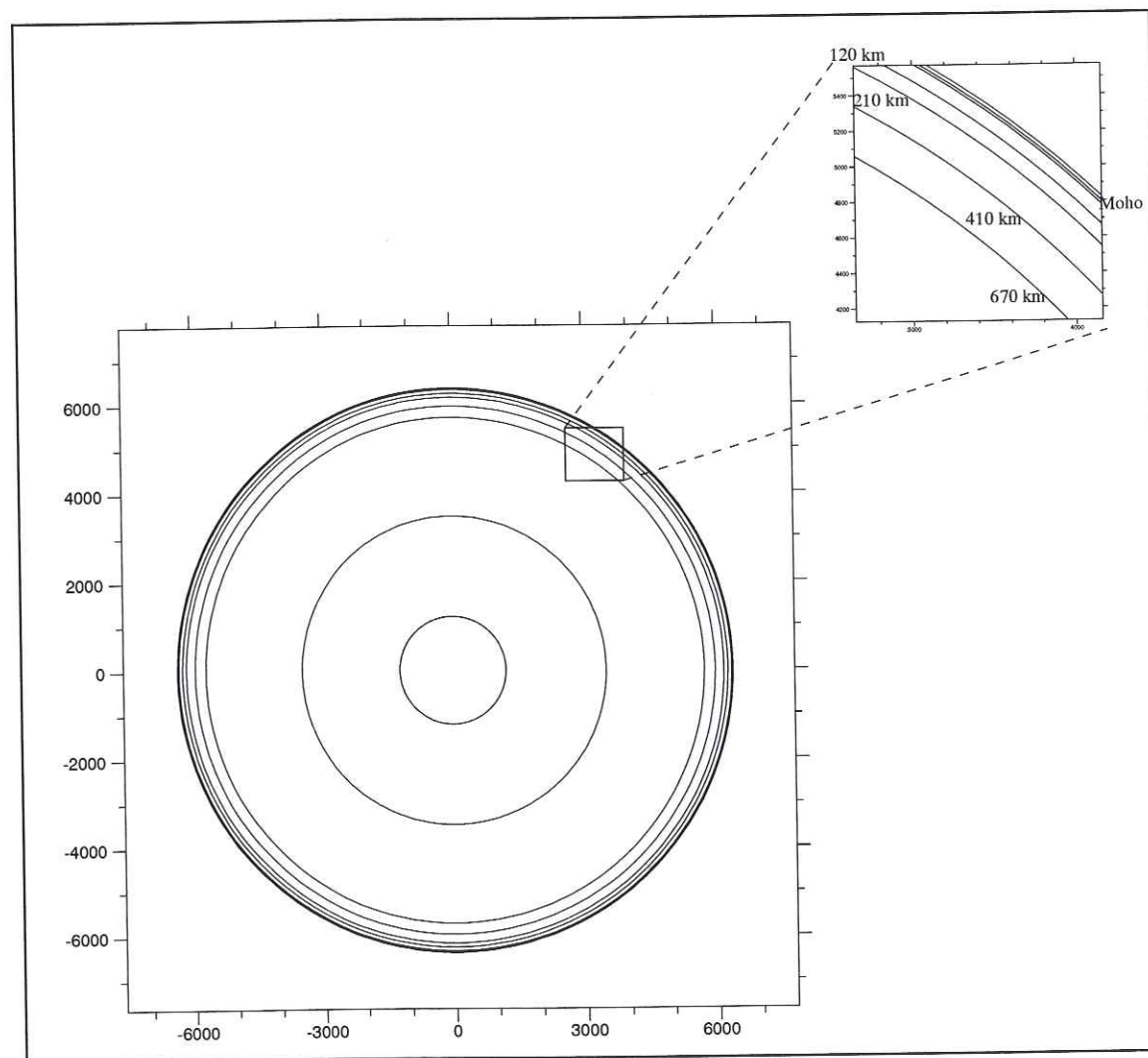


Figure 4.4: Modèle à symétrie sphérique utilisé.

Le modèle choisi est issu du modèle IASP91 (Kennett, 1991). Il comprend cinq discontinuités dans le manteau supérieur :

- à 35 km de profondeur : le Moho.
- à 120 km
- à 210 km
- à 410 km

- à 660 km

On retrouve donc les principales discontinuités décrites dans le premier chapitre. Les discontinuités de 120 km et 210 km délimitent une zone à moindre vitesse. Les sauts de vitesse et de densité sont reportés dans le tableau de la figure 4.6.

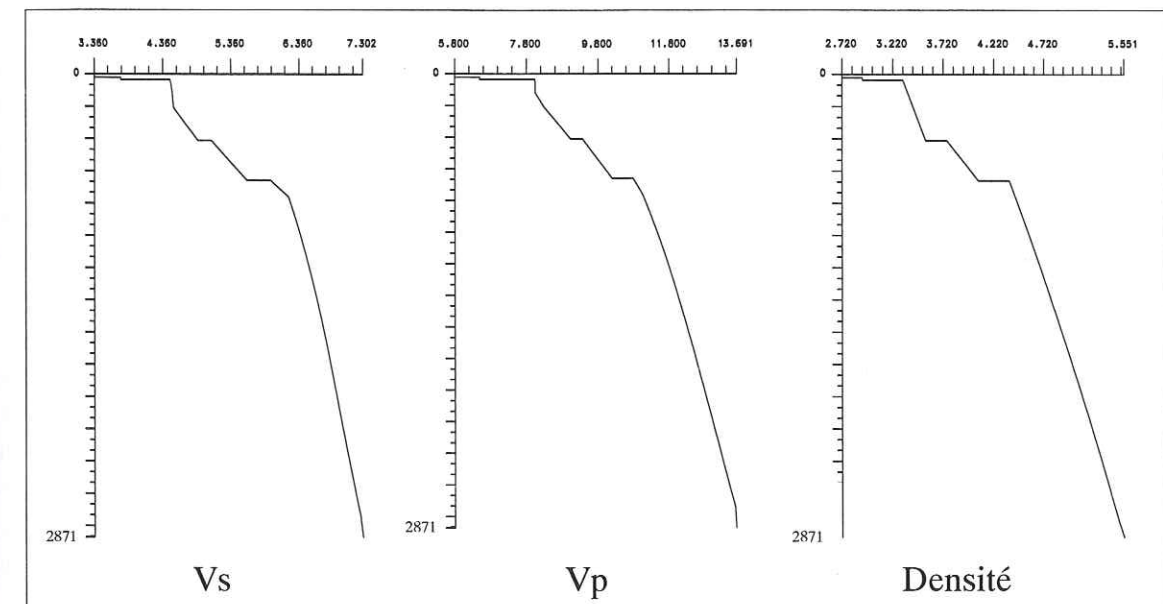


Figure 4.5: Courbes de vitesse et de densité du modèle utilisé.

Discontinuité (km)	Saut de vitesse Vp (%)	Saut de vitesse Vs (%)	Saut de densité
35	24	19	14
120	-	-	-
210	-	< 1	-
410	4	4,1	0,7
660	5,8	6,2	7,5

Figure 4.6: Tableau des valeurs des sauts de vitesse et de densité du modèle utilisé.

L'interface de 120 km de profondeur n'est pas une discontinuité de premier ordre, elle marque uniquement une rupture de pente des courbes de vitesse, c'est à dire qu'à partir de 110 km la vitesse augmente moins rapidement. Cette rupture de pente est plus marquée pour les ondes S que pour les ondes P (voir figures 4.5 et 4.6).

4.4.2 Sismogrammes synthétiques

Pour le calcul des sismogrammes synthétiques, la source utilisée est un signal décrit par Küpper (1958) qui est de la forme,

$$f(t) = \sin(n\pi(t/T)) - \frac{n}{n+2} \sin((n+2)\pi(t/T)) \quad (4.10)$$

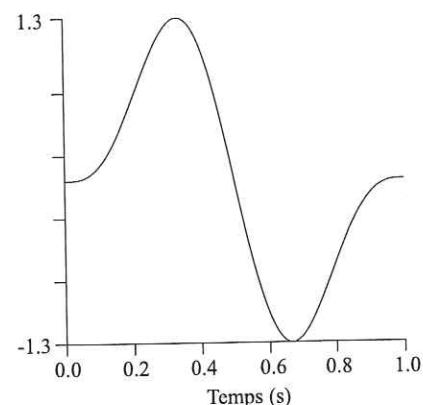


Figure 4.7: Ondelette source utilisée pour la synthèse des sismogrammes.

T est la durée du signal et n contraint sa forme. Ayant pris $T = 1$ et $n = 2$, le signal est de durée égale à 1 seconde et sa forme est à double lobe (figure 4.7). Par simplification, on a choisi une radiation isotrope de l'énergie autour de la source, la considérant alors comme une explosion. Dans le cas de séismes naturels, le diagramme de rayonnement vient pondérer les amplitudes des ondes en fonction de leur paramètre.

Seules les phases se terminant sous la forme S ainsi que l'onde P directe ont été modélisées. On obtient alors des sismogrammes synthétiques pour un éventail de distances épicentrales comprises entre 30 et 85 degrés, distances typiques des enregistrements télésismiques. Ces distances permettent de considérer des ondes P simples de forme non perturbée par les trip-

lications dans le manteau supérieur ni par la diffraction sur le noyau. Nous aurions pu considérer des phases PKP et PKIKP, mais leur incidence sur les discontinuités du manteau est bien trop faible pour donner des phases converties d'amplitude suffisante.

Un exemple est montré figure 4.8. L'amplitude des phases P converties S est bien supérieure sur la composante longitudinale L , ce qui est conforme à nos attentes et justifie l'utilisation des composantes horizontales du mouvement du sol.

Dans un modèle à symétrie sphérique, isotrope, tel que celui utilisé ici, il n'y a pas de génération de phases SH. Ainsi, la composante transverse des sismogrammes synthétiques est nulle et n'est donc pas représentée.

La succession des phases est reportée sur la figure 4.8. Plusieurs remarques sont à faire. Tout d'abord, notons qu'il n'y a pas de phase générée à la discontinuité se trouvant à 120 km de profondeur. Ceci confirme la nature de cette interface, c'est à dire qu'elle ne représente pas une discontinuité à proprement parler puisque dans le tableau de la figure 4.6, on peut lire qu'il n'y a ni saut de densité ni saut de vitesse à cette profondeur.

D'autre part, les phases générées à 210 km existent mais ont une amplitude extrêmement faible et sont donc complètement masquées sur l'enregistrement synthétique figure 4.8. Seul un "zoom" permet d'identifier des arrivées à 34 secondes, 74 secondes et 101 secondes, correspondant respectivement aux phases Ps , $P2p1s$ et $P1p2s$ de la discontinuité à 210 km de profondeur.

Par ailleurs, les phases $P1p2s$ ont une polarité inverse de celles des autres phases, ce qui les rend facilement reconnaissables des autres réflexions multiples.

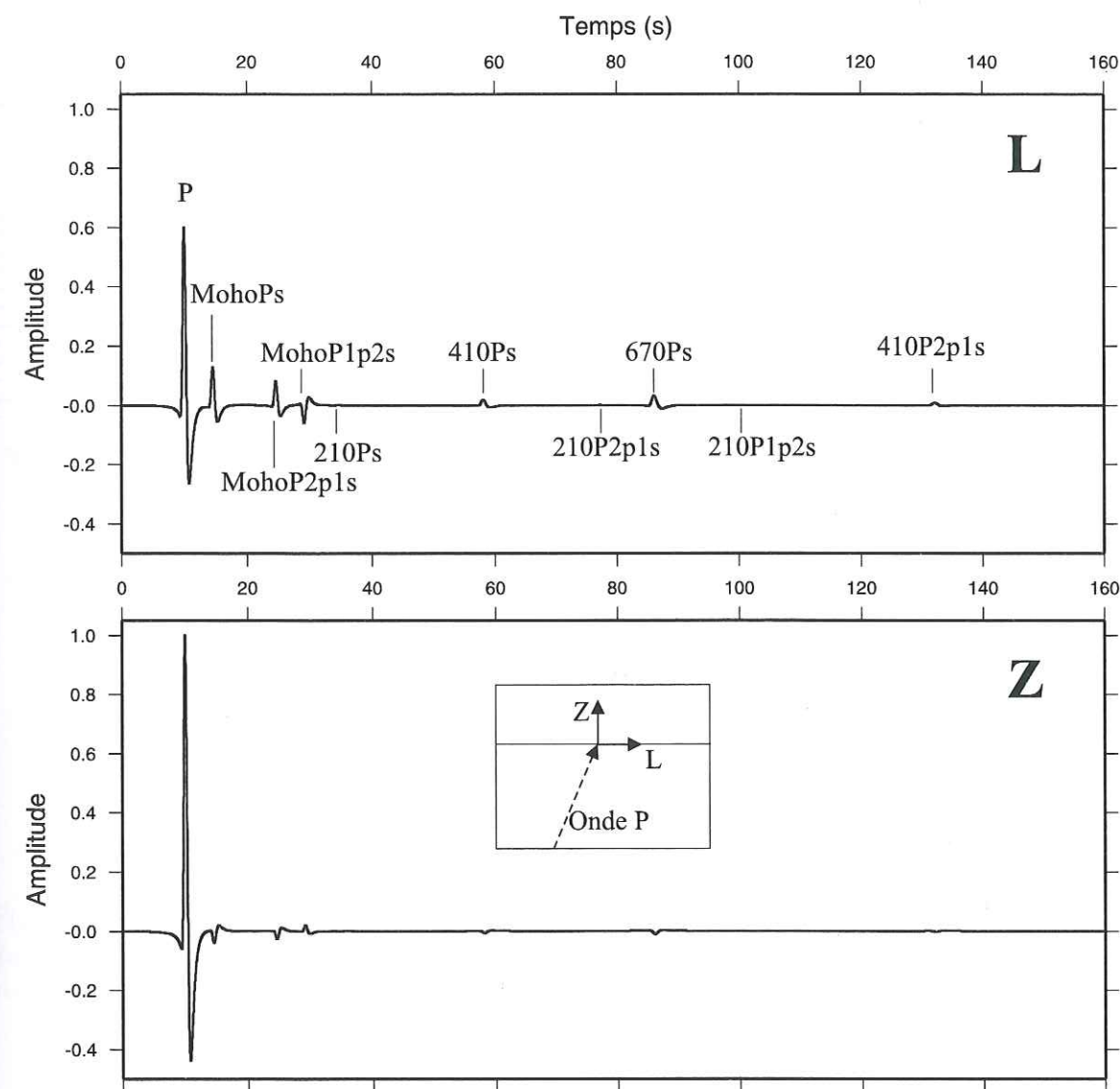


Figure 4.8: Exemple de sismogramme synthétique. La distance épicentrale est de 30 degrés. La trace du haut est la composante longitudinale, tandis que celle du bas représente la composante verticale. L'origine des temps est arbitraire et n'est en aucun cas significative du temps origine de la source. L'amplitude est normalisée.

4.5 Fonctions de transfert

Nous avons ensuite recherché à partir des sismogrammes synthétiques les fonctions de transfert leur étant associées. Pour cela, une déconvolution dans le domaine temporel (décrite dans le chapitre précédent) a été systématiquement exécutée pour tous nos synthétiques.

Sur la figure 4.9 est montré le résultat obtenu pour l'enregistrement de la figure 4.8. On y présente également l'amplitude de la transformée de Fourier, ainsi que les valeurs singulières.

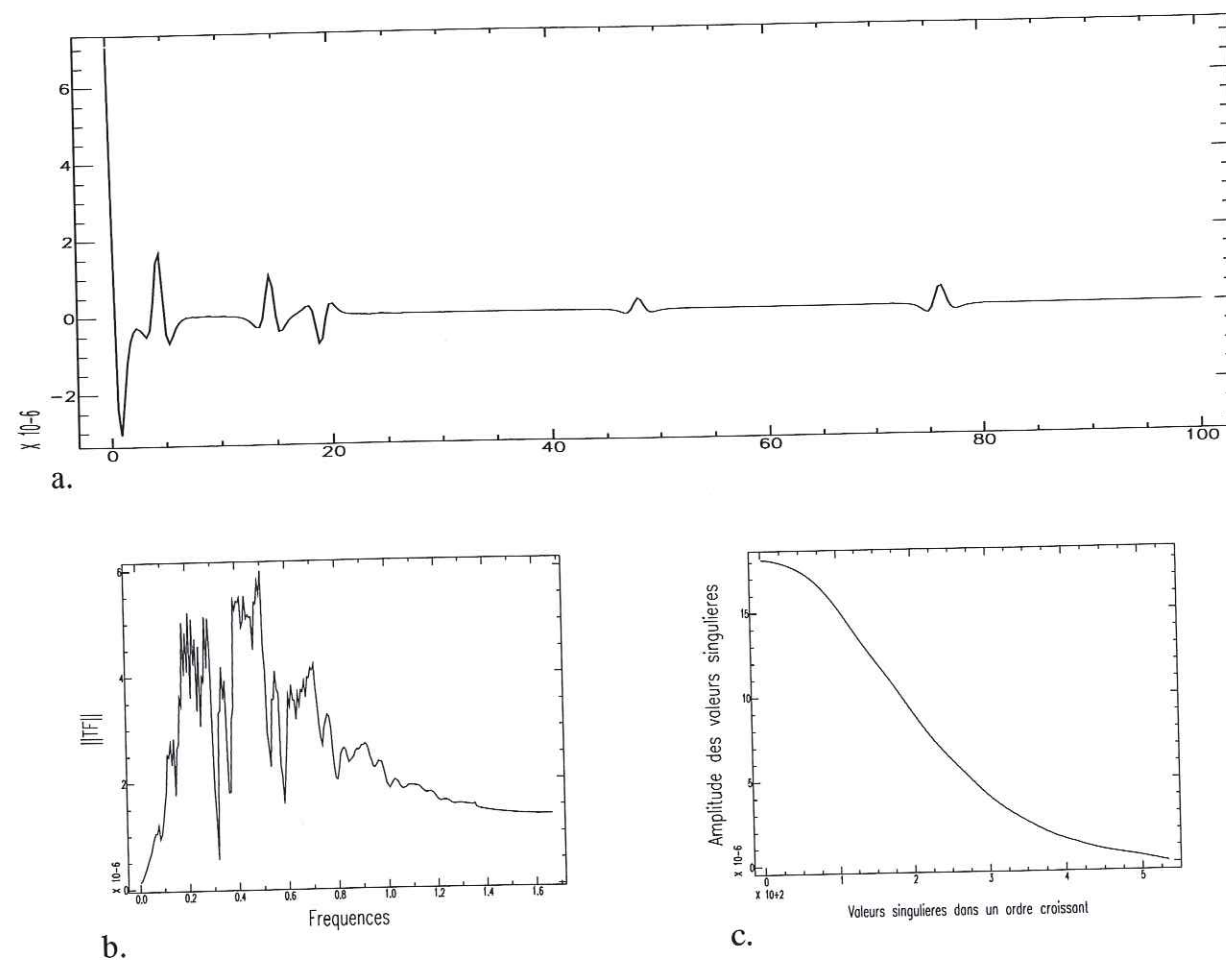


Figure 4.9: Fonction de transfert calculée pour l'exemple de la figure 4.8. a.=fonction de transfert, b.=amplitude de la TF, c.=valeurs singulières.

Les fonctions de transfert permettent une évaluation directe des délais des temps d'arrivée des phases puisque le maximum des pics est centré sur ce temps. Le temps de référence est l'arrivée de l'onde P. Là encore, les phases de trop faible amplitude n'apparaissent pas sur la figure 4.9.a. Pour éliminer les trop hautes fréquences, on va appliquer un filtre passe-bas, non déphasant, de fréquence de coupure égale à 0.3 Hz. Ce filtrage sera effectué par un filtre récuratif en temps de type Butterworth de degré 2, particulièrement bien adapté à notre problème. Le double passage (aller dans le sens croissant du temps puis retour dans le sens décroissant) n'est pas déphasant et permet de conserver au mieux l'information concernant le délai entre la phase *P* directe et les phases converties et issues des réflexions multiples. Un tel filtrage n'est pas vraiment utile dans le cas des données synthétiques, mais nous avons choisi tout de même d'en appliquer un ici pour se rapprocher au mieux du traitement effectué dans le cas réel.

Nous présentons le résultat de ce filtrage sur l'exemple de la figure 4.9, sur la figure 4.10.

Ce filtrage respecte bien la position des maxima des pics, seule la résolution est amoindrie par l'augmentation de l'épaisseur de ces pics. Par contre il n'élimine pas les pieds secondaires se trouvant de chaque côté du pic principal. Il est à noter que dans ce cas ces pieds étant d'amplitude négative (sauf pour la phase *P1p2s* qui a une polarité inversée), on peut les supprimer des spectres de vitesse en ne visualisant que les amplitudes positives.

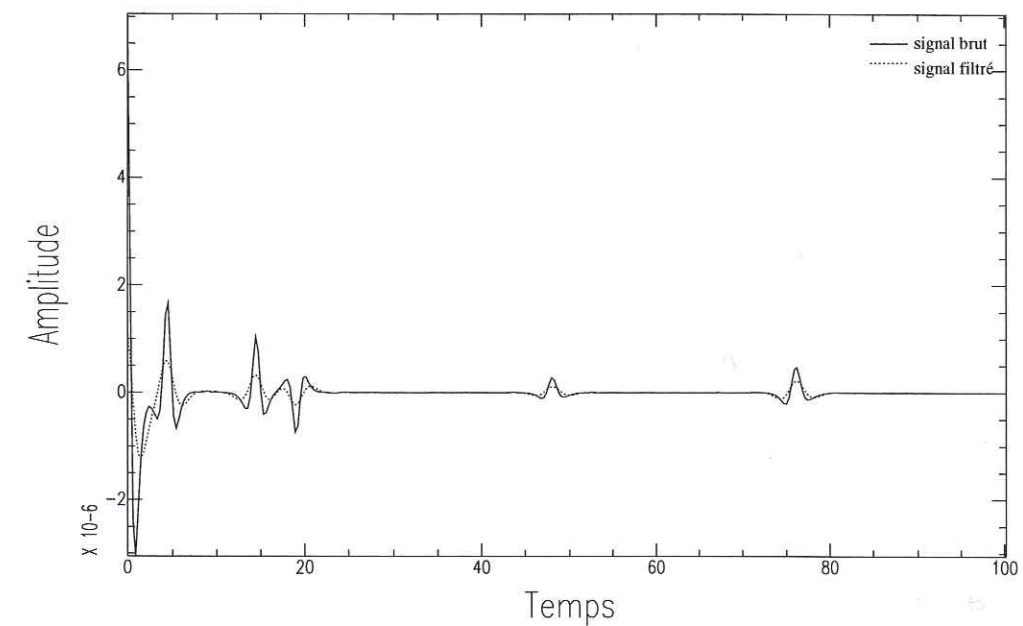


Figure 4.10: Effet du filtrage passe-bas de fréquence de coupure de 0.3 Hz sur la fonction de transfert. Le filtre utilisé est du type Butterworth de degré 2.

L'ensemble des fonctions de transfert pour les distances épicentrales de 30 à 85 degrés a été reporté figure 4.11, ce qui nous permet de visualiser les indicatrices des différentes phases.

L'indicatrice des phases *Ps* des interfaces à faible profondeur est très proche d'une droite (figure 4.11). Ceci est dû à la faible variation de l'angle d'incidence couverte par la variation du paramètre du rai qui nous est accessible du fait de la configuration de la Terre. Ainsi, ces discontinuités sont très mal contraintes par une telle représentation.

Par contre, pour les phases *Ps* des structures plus profondes, ainsi que pour les phases *P2p1s* de toutes les profondeurs, l'indicatrice est suffisamment courbe pour obtenir des résultats en sommant un ensemble d'événements ne couvrant qu'un petit nombre de paramètres de rai (Gurrola *et al.*, 1994).

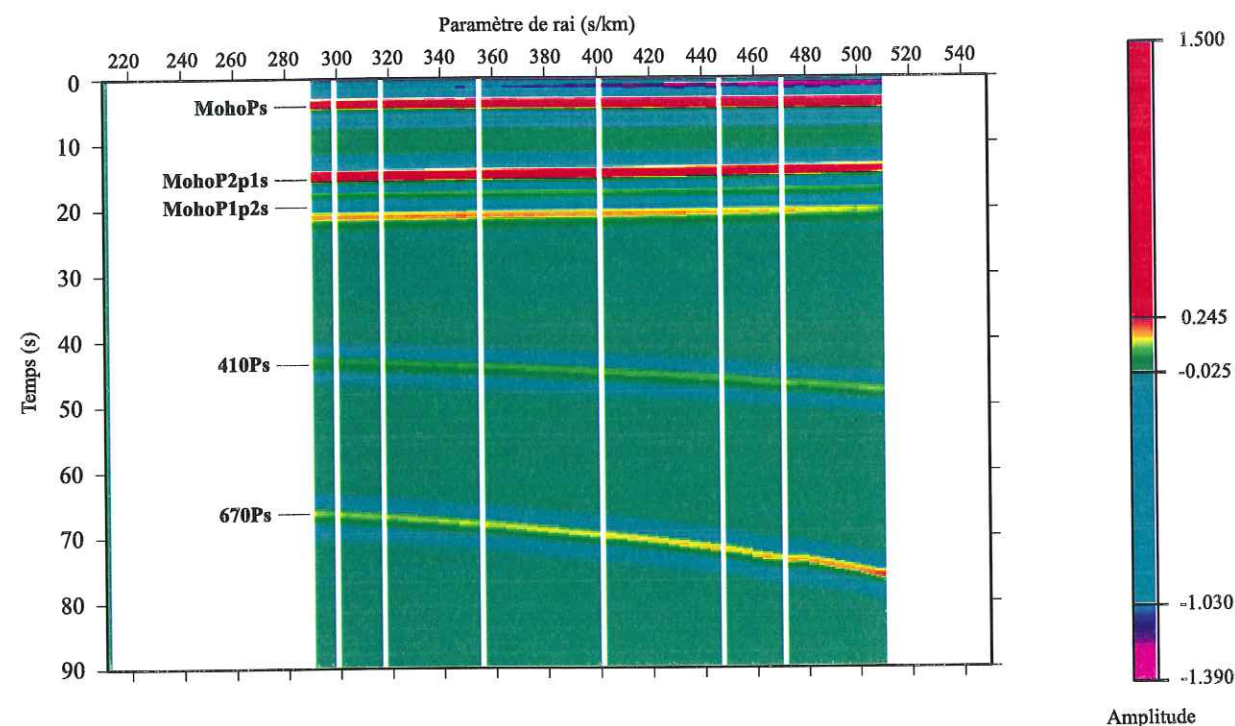


Figure 4.11: Fonctions de transfert calculées pour le modèle IASP91.

Récapitulation :

- Le temps de parcours $\Delta T_{P_{90}}$ est fixé pour les interfaces peu profondes (Moho), c'est la vitesse qui n'est pas contrainte car l'indicatrice est trop plate, on est quasiment à incidence verticale pour tous les paramètres de rai utilisables. Il faut dans ce cas tenir compte des réflexions multiples et notamment de la phase $P2p1s$.
- Pour les interfaces plus profondes, pour la même gamme de paramètres, les angles d'incidences sont plus variés ce qui induit une indicatrice de forme mieux contrainte et par là une vitesse mieux définie.

4.6 Spectres de vitesse

4.6.1 Calcul direct

Pour déterminer le spectre de vitesse du modèle synthétique (figure 4.12), nous avons choisi un rapport de vitesse R_v de 1.75. Le choix d'un rapport constant à la place d'un rapport dépendant de la profondeur a été justifié par Gurrola *et al.* dans leur étude de 1994. Effectivement, dans cet article ils présentent deux résultats équivalents calculés pour leurs synthétiques, le premier considérant un rapport constant, le deuxième utilisant directement les données des vitesses des ondes P et S du modèle PREM.

Cette approximation biaisera tout de même la vitesse trouvée pour les structures des profondeurs où R_v n'est pas égal à 1.75. Ce sera notamment le cas pour les structures de faible profondeur où ce rapport est proche de 1.7. Pour ces niveaux, la vitesse trouvée est sous-estimée.

Les contours de la figure 4.12 ont été tracés pour les valeurs positives uniquement. C'est pourquoi, le pic de la phase $MohoP1p2s$ n'apparaît pas (étant négatif). À la place, on observe les deux lobes secondaires visibles sur les figures précédentes.

Les réponses du Moho sont saturées sur la figure 4.12, car les contours utilisés ont été choisis pour visualiser au mieux les réponses des discontinuités plus profondes d'amplitude beaucoup plus faible.

Les conversions P-SV des discontinuités de 410 km et 670 km apparaissent, sur la figure 4.12a, à 41.9 secondes et 62.5 secondes respectivement, pour des vitesses de l'ordre de 4,4 km/s pour la première et 4,6 km/s pour la deuxième. La signature de la discontinuité à 660 km de profondeur a plus d'amplitude que celle à 410 km. Ceci coïncide bien avec le modèle car les sauts de vitesse étant plus important pour l'interface "670" que pour l'interface "410", les amplitudes des ondes générées à cette profondeur seront plus fortes.

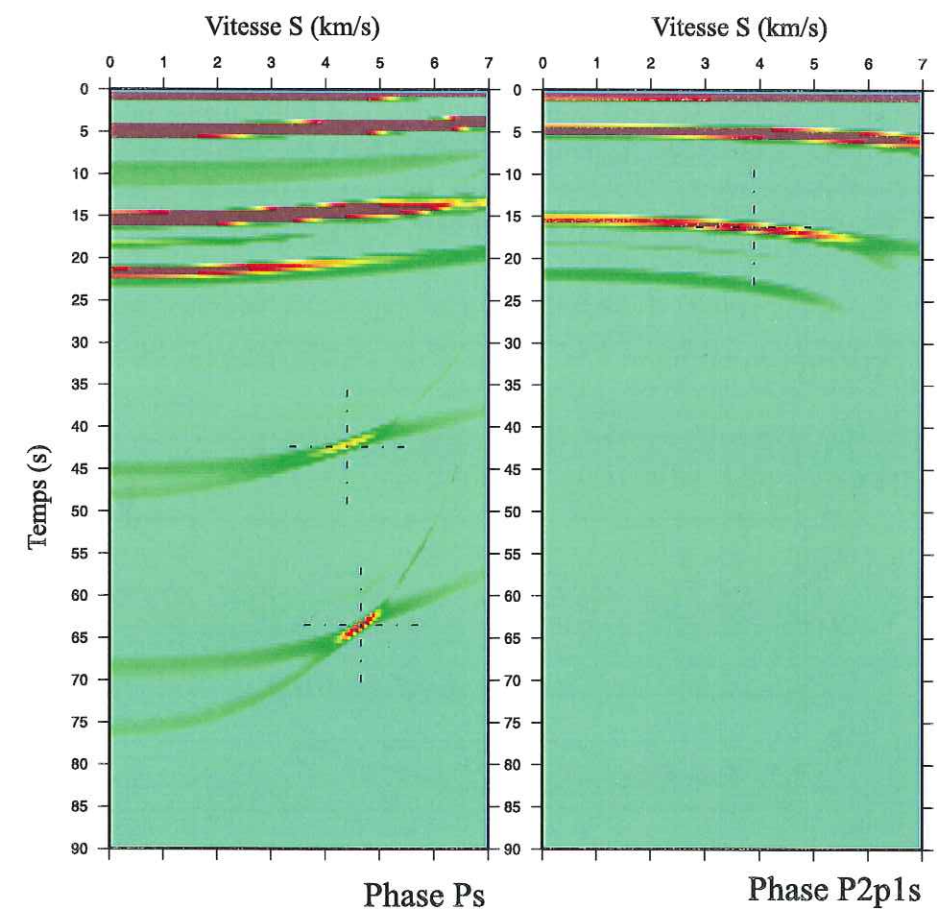


Figure 4.12: Spectres de vitesse calculés pour les synthétiques du modèle IASP91 de la figure 4.11. a.= spectre calculé avec la correction dynamique pour les phases Ps, b.= spectre calculé avec la correction dynamique pour les phases P2p1s. Pour mieux visualiser les traces des discontinuités à 410 km et 660 km, nous avons saturé les amplitudes des phases converties sur le Moho.

À ce stade, la correction dynamique est calculée en supposant une couche unique et de vitesse homogène. Ces hypothèses induisent une erreur sur le résultat. Ces effets

se font moins ressentir pour les interfaces de faible profondeur ($z < 100$ km), si bien qu'on devrait *a priori* retrouver la profondeur du Moho. Cette profondeur est déterminée à partir du spectre de vitesse de la phase $P2p1s$, puisque mieux contrainte dans ce graphique que dans celui du spectre de vitesse de la phase Ps . Malgré une focalisation toute relative, nous relevons sur la figure 4.12 un maximum d'amplitude pour un délai de 16.2 secondes et une vitesse de 3.9 km/s. Tenant compte de ces valeurs, nous trouvons une profondeur du Moho bien supérieure à celle du modèle Iasp91 (40.2 contre 35.0 km). L'utilisation de la phase $P2p1s$ ne semble donc pas être suffisante pour la détermination de la profondeur des discontinuités lithosphériques. Pour les deux autres discontinuités, les erreurs sont également importantes. On trouve effectivement une profondeur proche de 430.2 km et une vitesse d'intervalle de 4.4 km/s pour la discontinuité à 410 km. Tandis que pour celle à 660 km, la figure 4.12 nous donne 681.6 km et 4.6 km/s pour la vitesse des ondes de cisaillement.

4.6.2 Correction multicouche

Afin de se rapprocher des profondeurs correctes, il faut supprimer l'effet de la superposition de couches. Pour cela, la sismique réflexion utilise des vitesses RMS. Dans notre cas, la correction à apporter est plus simple et linéaire. Elle peut directement s'appliquer au calcul du spectre de vitesse à une profondeur donnée.

Prenons le cas simple (plan) d'un milieu formé par deux couches surmontant un demi-espace homogène et recherchons l'expression de la correction dynamique pour les conversions Ps à la base de la deuxième couche (Fig. 4.13).

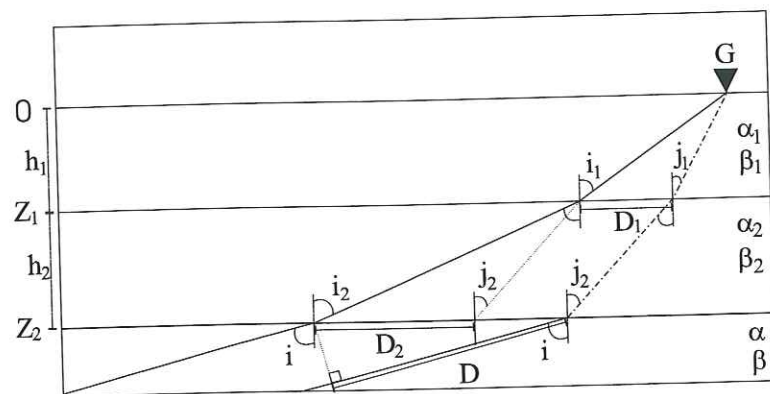


Figure 4.13: Convention de notation du cas simple à deux couches. On considère la conversion Ps sur l'interface à la profondeur Z_2 .

Nous considérons un rapport de vitesse Rv constant pour toute la structure :

$$Rv = \frac{\alpha}{\beta} = \frac{\alpha_1}{\beta_1} = \frac{\alpha_2}{\beta_2}$$

Le paramètre de rai s'écrit quant à lui :

$$p = \frac{\sin i}{\alpha} = \frac{\sin i_2}{\alpha_2} = \frac{\sin i_1}{\alpha_1} = \frac{\sin j_1}{\beta_1} = \frac{\sin j_2}{\beta_2}$$

Le délai entre l'onde P directe et la phase convertie est :

$$\Delta T_{Ps} = T_{dP} + T_{S2} + T_{S1} - T_{P2} - T_{P2}; \quad (4.11)$$

avec,

$$\begin{aligned} T_{dP} &= \frac{D}{\alpha}; \\ T_{Sl} &= \frac{h_l}{\beta_l \cos j_l}, \quad l = 1, 2; \\ T_{Pl} &= \frac{h_l}{\alpha_l \cos i_l}, \quad l = 1, 2. \end{aligned} \quad (4.12)$$

En s'apercevant que :

$$D = (D_1 + D_2) \sin i;$$

et

$$D_l = h_l (\tan i_l - \tan j_l), \quad l = 1, 2,$$

nous arrivons à l'expression complète de ΔT_{Ps} ,

$$\begin{aligned} \Delta T_{Ps} &= p [h_1 (\tan i_1 - \tan j_1)] + \frac{h_2}{\beta_2 \cos j_2} + \frac{h_1}{\beta_1 \cos j_1} - \frac{h_1}{\alpha_1 \cos i_1} - \frac{h_2}{\alpha_2 \cos i_2} \\ &= h_1 \left[\sqrt{\beta_1^{-2} - p^2} - \sqrt{\alpha_1^{-2} - p^2} \right] + h_2 \left[\sqrt{\beta_2^{-2} - p^2} - \sqrt{\alpha_2^{-2} - p^2} \right] \\ &= \Delta T_{Ps}^{(1)} + \Delta T_{Ps}^{(2)}; \end{aligned} \quad (4.13)$$

où $\Delta T_{Ps}^{(l)}$, ($l = 1, 2$) est le délai $P-Ps$ lié à la couche l seule (le récepteur étant placé au sommet de cette couche).

Nous pouvons étendre l'expression écrite ci-dessus (eq. 4.13) dans le cas d'un milieu stratifié. On a ainsi pour la couche i :

$$\Delta T_{Ps}^{(i)} = \sum_{l=1}^i \Delta T_{Ps}^{(l)}. \quad (4.14)$$

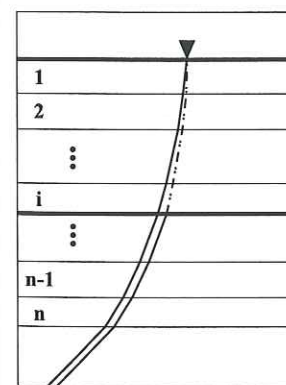
Cette dernière équation est équivalente à :

$$\Delta T_{Ps}^{(i)} = \Delta T_{Ps}^{(i)} + \sum_{l=1}^{i-1} \Delta T_{Ps}^{(l)},$$

ce qui nous donne, pour finir, l'expression du délai entre l'onde P et sa convertie dans la $i^{\text{ème}}$ couche, le spectre de vitesse corrigé :

$$\Delta T_{Ps}^{(i)} = \Delta T_{Ps}^{(i)} - \sum_{l=1}^{i-1} \Delta T_{Ps}^{(l)}. \quad (4.15)$$

Figure 4.14: Conversion $P-S$ dans un milieu à plusieurs couches.



De cette manière, on "épluche" la structure à partir du haut pour accéder aux vitesses sismiques dans les couches et à l'épaisseur des couches. Notre milieu étant discrétisé en couches ayant des vitesses sismiques constantes, il restera une erreur réduite liée au gradient de vitesse à l'intérieur même des couches.

La figure 4.15 donne les résultats obtenus en éliminant, d'abord la couche entre la surface et le Moho, puis les couches entre la surface et 410 km de profondeur. On obtient ainsi les résultats suivants qui s'approchent mieux du modèle initial :

- 410 km: $V_s = (4.4 \pm 0.1) \text{ km/s}$, $\Delta T_{Ps} = (38.0 \pm 0.5) \text{ s}$, $h = 376.2 \text{ km}$ ($z = 411.2 \text{ km}$)
- 660 km: $V_s = (5.6 \pm 0.1) \text{ km/s}$, $\Delta T_{Ps} = (21.0 \pm 0.5) \text{ s}$, $h = 255.9 \text{ km}$ ($z = 667.1 \text{ km}$)

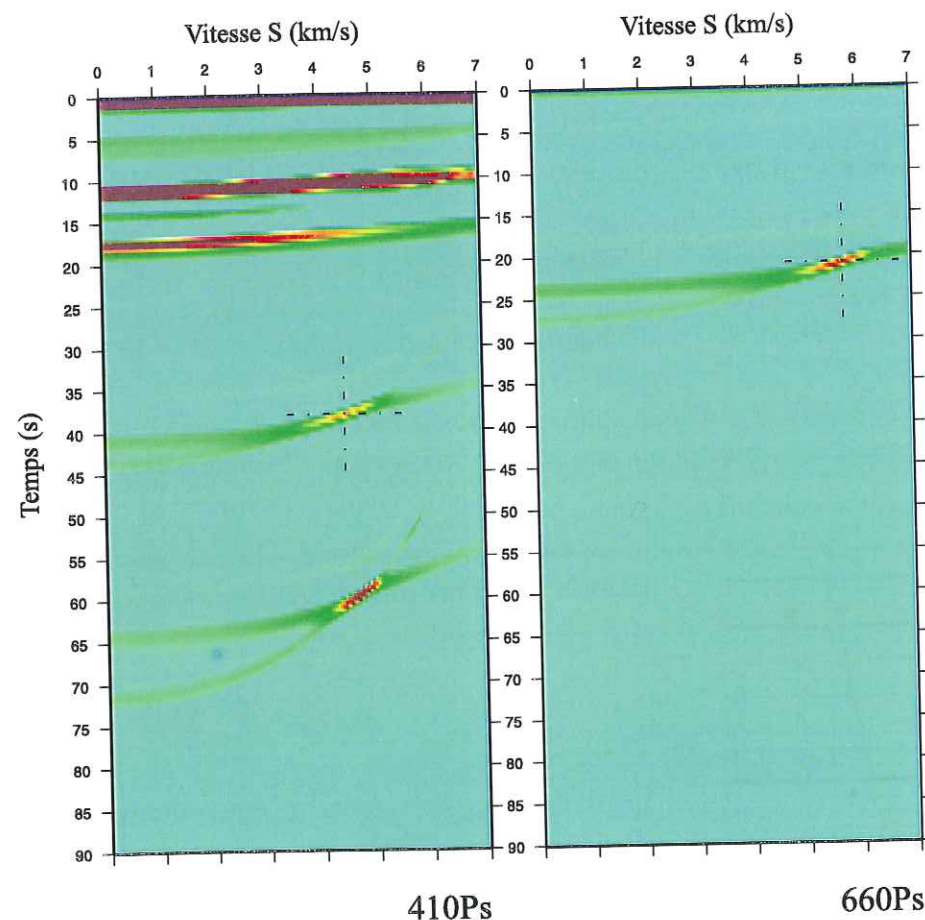


Figure 4.15: Spectres de vitesse corrigés pour les profondeurs de 410 km (à gauche) et 660 km (à droite).

4.7 Limites de la méthode

Nous sommes inévitablement limités par la géométrie complexe de la Terre réelle. Par souci de simplification, nous avons considéré un modèle de Terre à symétrie sphérique pour établir la formulation du calcul du spectre de vitesse. Il nous reste maintenant à vérifier si cette formulation reste valable dans le cas d'un manteau dont la structure varie latéralement, c'est à dire ayant des discontinuités présentant une certaine topographie.

Dans un modèle à symétrie sphérique tel que *Iasp91*, nous pouvons évaluer quelle portion d'interface est échantillonnée par les télé-séismes provenant de toutes les directions (Fig 4.16). Dans le cas des enregistrements obtenus dans le sud-est de la France (Fig 4.16), nous nous apercevons que l'extension latérale de l'échantillonnage des discontinuités du manteau supérieur couvre un large domaine allant du massif Central à la plaine du Pô et du bassin ligure aux Alpes suisses. Nous éclairons ainsi des structures mantelliques sous des régions bien distinctes.

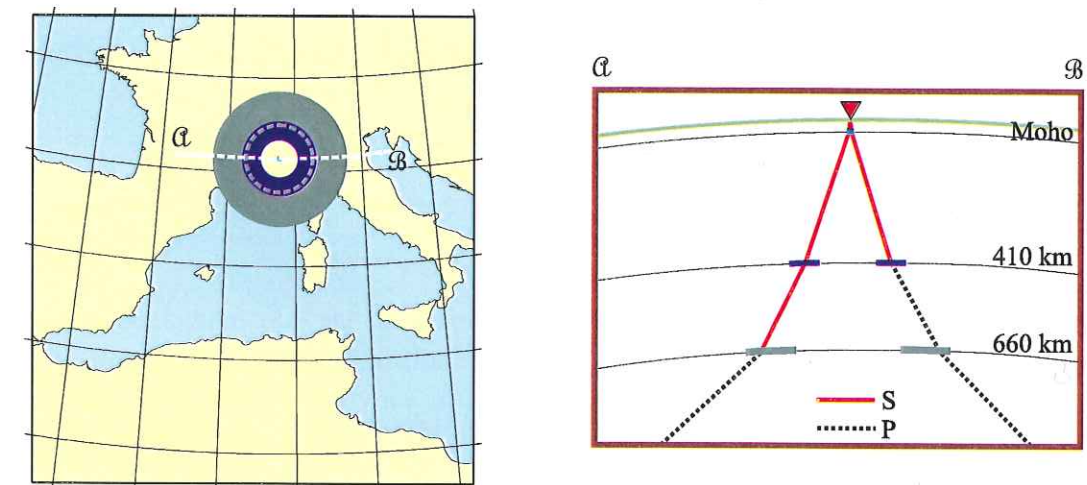


Figure 4.16: Échantillonnage des interfaces du manteau supérieur par les phases télé-sismiques *P* converties *S*. Extension latérale sous les Alpes du Sud. Vue horizontale (gauche) et coupe verticale (droite) dans un modèle à symétrie sphérique (*Iasp91*). Les télé-séismes échantillonnent un large domaine allant du massif Central à la plaine du Pô, d'ouest en est, et du bassin ligure aux Alpes suisses, du sud au nord.

La figure 4.17 présente une vue très schématique des variations de profondeur des discontinuités majeures du manteau supérieur d'après Thiriot (1995). Hors des zones de subduction, ces variations sont relativement faibles avec de grandes longueurs d'onde. Par contre au niveau des zones de subduction, la discontinuité à 410 km semble généralement présenter une inflexion notable vers le haut tandis que celle à 660 km s'enfoncerait de 30 à 50 km en moyenne.

En prenant en considération, pour le calcul des spectres de vitesse, toutes les fonctions de transfert quelle que soit la direction d'arrivée des ondes *P*, nous moyennons le milieu sous la station sur un diamètre d'environ 630 km pour la discontinuité à 670 km. Vue la longueur d'onde des variations de profondeur des interfaces du manteau, cette moyenne aura peu d'influence en dehors des zones de subduction. Par contre, pour des milieux plus hétérogènes nous risquons de défocaliser totalement les phases associées aux discontinuités. Dans ce cas, elle n'apparaîtront pas clairement sur les *VSS*.

Pour éviter cela, il est possible de calculer des spectres de vitesse pour un ensemble de données dépendant de l'azimut des arrivées. En divisant ainsi l'espace des azimuts, nous considérons des profils le long desquels nous évaluons les spectres. Dans ce cas, nous

éclairons des portions d'interface plus petites à chaque fois. Ainsi, pour la discontinuité à 660 km, nous réduisons la surface d'échantillonnage à 120 km de large. Cette approche devrait nous permettre d'observer les variations de profondeur des interfaces autour de la station sismologique. En revanche, il sera plus difficile de déterminer dans ce cas une profondeur absolue de ces discontinuités, les profondeurs estimées étant alors des valeurs relatives et la méthode de correction multicouche n'étant plus valable.

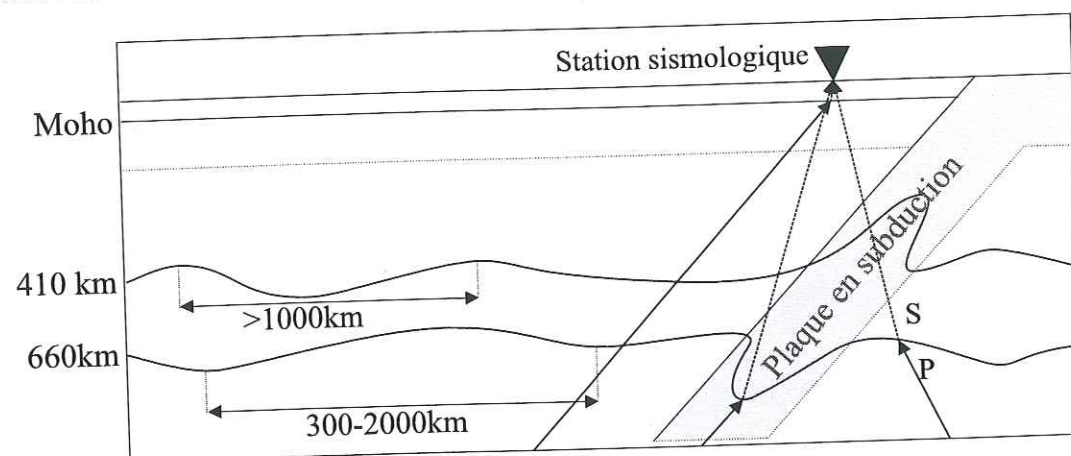


Figure 4.17: Variations latérales schématisées des discontinuités majeures du manteau supérieur d'après Thiriot, 1995. L'amplitude des ondulations des discontinuités à 410 et 670 km est estimée à 15-30 km, hors des zones de subduction, avec des longueurs d'onde comprises entre 300 et 2000km pour la discontinuité à 660 km. Les ondulations de la discontinuité à 410 km ne font pas l'unanimité. Leur longueur d'onde semble être supérieure à 1000km. Dans les zones de subduction, les variations de profondeur de ces discontinuités sont plus importantes avec des longueurs d'onde plus courtes.

Chapitre 5

Investigation lithosphérique

Le chapitre précédent présentait une méthode permettant de mieux connaître les structures du manteau supérieur. Malheureusement, cette méthode ne peut pas s'appliquer aux structures plus superficielles. En effet, dans ce cas, les courbes de correction dynamique ne permettent plus de contraindre la vitesse sismique des couches et donc également la profondeur. Pour déterminer la profondeur et la géométrie du Moho, il faut procéder différemment. Comme les phases converties *PS* sur le Moho ont un temps de propagation assez similaire quelle que soit l'incidence de l'onde *P* téléseismique, nous pouvons directement sommer les fonctions de transfert sans correction de temps préalable. Pourtant, selon la complexité de la géométrie crustale, cette sommation peut être caduque et une analyse selon la direction d'arrivée est nécessaire. D'autre part, pour accéder aux structures les plus fines, il est indispensable de considérer un contenu fréquentiel assez élevé allant au-delà de 1 Hz. Ces fréquences étant sensibles aux hétérogénéités latérales, il est nécessaire d'analyser la coda de l'onde *P* de manière à en extraire la composante diffractée.

5.1 Inversion : la méthode d'Ammon

La méthode d'inversion décrite par Ammon *et al.* (1990) se basant sur les travaux d'Owens *et al.* (1984) concerne les fonctions de transfert longitudinales obtenues à une station sismologique isolée. Les auteurs cherchent à déterminer à partir des données la structure verticale moyenne sous la station.

Les 20-30 premières secondes des fonctions de transfert caractérisent la structure directement sous la station sismologique. Une onde *P* téléseismique se propage avec une vitesse de phase horizontale constante de l'ordre de 15 à 25 km/s (Ammon *et al.*, 1990). C'est pourquoi, nous pouvons considérer cette phase comme une onde plane, ce qui simplifie le calcul et l'inversion des fonctions de transfert. En considérant des formes d'onde de fréquence assez élevée, les fonctions de transfert sont sensibles aux structures très hétérogènes. Il est donc très intéressant d'analyser ces données. Selon Kennett (1986), une structure compliquée peut se décomposer en une structure de vitesse variant verticalement sur laquelle on ajoute des hétérogénéités latérales. Il est donc important de pouvoir modéliser la structure de vitesse à symétrie cylindrique avant d'analyser les variations

latérales de vitesse. Il y a ici une analogie avec la séparation par Forgues (1996) du modèle de vitesse exacte en un modèle de référence contenant les composantes spatiales basses fréquences et un modèle de perturbations regroupant les hautes fréquences spatiales.

La procédure utilisée pour l'inversion est semi-linéarisée. Elle se base sur une modélisation de fonctions de transfert synthétiques. Nous recherchons la structure de vitesse qui génère des fonctions de transfert proches de celles observées. Nous voulons donc minimiser la différence entre les fonctions de transfert longitudinales et les traces théoriques calculées en estimant certains paramètres de départ. La réponse théorique est obtenue par propagation de la matrice de Kennett (1983), contrairement à Owens *et al.* (1984) qui utilisent un tracé de rai basé sur une méthode développée par Langston (1977). Nous tenons ainsi compte, par un calcul très rapide, de la réponse entière du milieu. Ammon *et al.* (1990) améliorent donc la méthode mais conservent l'hypothèse d'un milieu latéralement homogène. D'autre part, ils intègrent dans l'inversion un algorithme de calcul de sismogrammes différentiels (Randall, 1989) rapide et efficace ainsi qu'une technique d'inversion empruntée à Shaw & Orcutt (1985). Ammon *et al.* aboutissent alors à une inversion plus rapide qui permet de surcroît l'introduction d'un certain lissage dans les synthétiques obtenus.

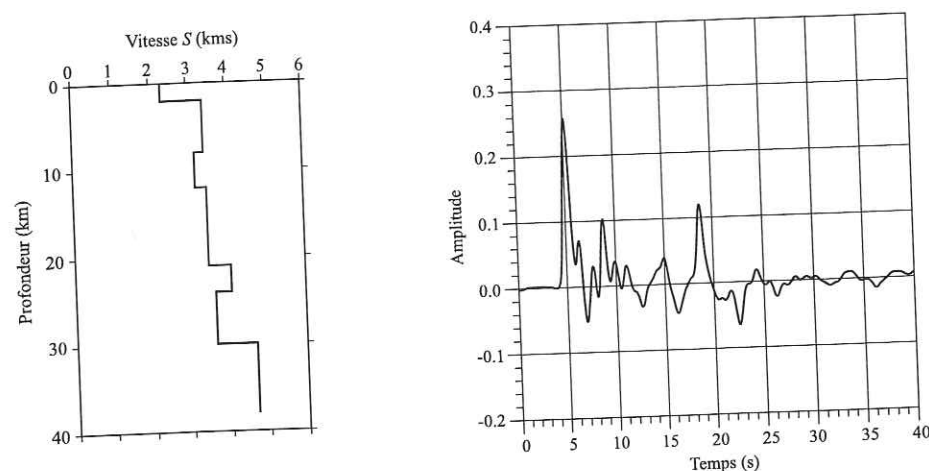


Figure 5.1: Synthétique calculé pour illustrer l'inversion de Ammon *et al.* (1990). La forme d'onde complète a été estimée en utilisant la propagation de la matrice de Kennett (Kennett, 1983). À gauche est représenté le profil de vitesse considéré et à droite se trouve la fonction de transfert associée. La structure choisie dérive de celle donnée sur la figure 1.5. Elle représente une croûte continentale moyenne (Lowrie, 1997).

Afin d'illustrer la méthode d'inversion, nous avons inversé une fonction de transfert synthétique. Cette fonction a été déterminée à partir d'un profil de vitesse moyen correspondant à une croûte continentale (Lowrie, 1997) (Fig. 5.1). Cette structure présente un premier saut de vitesse à 2 kilomètres de profondeur. Ce saut, assez important, correspond au passage de roches sédimentaires au socle. Le moho est placé à 30 km sous la surface. Ce profil de vitesse est marqué par une zone de moindre vitesse entre 8 et 12 kilomètres de profondeur et une zone de plus forte vitesse entre 21 et 24 kilomètres. Le

toit de cette zone correspond à la discontinuité de Conrad.

La fonction de transfert synthétique est calculée pour un paramètre de rai de 0.044 s/km, ce qui correspond à une distance épacentrale proche de 80°.

5.1.1 L'inversion semi-linéarisée

Procédure linéarisée

Le problème réside dans la traduction des informations contenues dans les fonctions de transfert en un modèle simplifié représentant la structure lithosphérique sous la station sismologique. Le problème direct peut s'exprimer sous la forme :

$$d_j = F_j[\mathbf{m}], \quad j = 1, 2, \dots, N \quad (5.1)$$

Nous utilisons la même notation qu'Ammon *et al.* (1990) : la série temporelle (fonction de transfert dans notre cas) de N points est notée d_j et F_j est l'opérateur nous permettant de passer des paramètres du milieu, formant un vecteur \mathbf{m} de dimension M , à la forme d'onde.

L'opérateur F_j est non linéaire et représente le calcul numérique des fonctions de transfert synthétiques. Afin de limiter le nombre de paramètres à inverser et profitant du fait que vitesse et profondeur sont couplées, le milieu est divisé en couches homogènes dont l'épaisseur est gardée fixe. Dans ces conditions, les fonctions de transfert sont essentiellement sensibles à la vitesse des ondes S dans les couches. La vitesse des ondes P dans le milieu ainsi que la densité ne jouent qu'un rôle secondaire (Owens *et al.*, 1984). Nous relierons alors la vitesse P à la vitesse S en se fixant un rapport de vitesse R_v tandis que la densité est déterminée par la loi de Birch. Le modèle est alors entièrement défini par les vitesses des ondes S . Nous avons ainsi le vecteur :

$$\mathbf{m} = \begin{pmatrix} V_1 \\ V_2 \\ \vdots \\ V_M \end{pmatrix}, \quad V_i \text{ est la vitesse des ondes } S \text{ dans la couche } i.$$

l'épaisseur des couches doit être assez fine afin de décrire le plus fidèlement possible la réalité. Pour des ondes de cisaillement de fréquence voisine de 1 Hz, la longueur d'onde dans la croûte est de 4 km. C'est pourquoi, il est vraisemblable qu'à partir de 1 km d'épaisseur, les couches influencent les fonctions de transfert.

En considérant un modèle \mathbf{m}_0 proche du modèle vrai \mathbf{m} , nous pouvons linéariser l'équation 5.1 en appliquant un développement en série de Taylor autour de \mathbf{m}_0 :

$$F_j[\mathbf{m}] = F_j[\mathbf{m}_0] + (\mathbf{D}, \delta\mathbf{m})_j + O\|\delta\mathbf{m}^2\| \quad (5.2)$$

avec,

$$D_{ik} = \frac{\partial R_k^{syn}}{\partial V_i}; \quad k = 1, \dots, N; \quad i = 1, \dots, M$$

Dans cette équation, $(\mathbf{D}, \delta\mathbf{m})$ représente le produit matriciel entre \mathbf{D} , matrice des dérivées partielles de F en \mathbf{m}_0 (c'est-à-dire les dérivées de R^{syn} , la fonction de transfert synthétique)

et $\delta \mathbf{m}$, vecteur correction du modèle. Les termes $O\|\delta \mathbf{m}^2\|$ sont non-linéaires mais peuvent être éliminés en première approximation. Nous obtenons alors la relation :

$$(\mathbf{D}, \delta \mathbf{m})_j \simeq F_j[\mathbf{m}] - F_j[\mathbf{m}_o] . \quad (5.3)$$

Cette relation ayant pour inconnue $\delta \mathbf{m}$, elle n'est pas vraiment utilisable sous cette forme. D'après Shaw & Orcutt (1985), Ammon *et al.* (1990) la modifient en ajoutant de part et d'autre de l'égalité le produit matriciel $(\mathbf{D}, \delta \mathbf{m}_o)$:

$$(\mathbf{D}, \delta \mathbf{m})_j + (\mathbf{D}, \mathbf{m}_o)_j \simeq F_j[\mathbf{m}] - F_j[\mathbf{m}_o] + (\mathbf{D}, \mathbf{m}_o)_j \quad (5.4)$$

qui se simplifie en :

$$(\mathbf{D}, \mathbf{m})_j \simeq d_j - F_j[\mathbf{m}_o] + (\mathbf{D}, \mathbf{m}_o)_j . \quad (5.5)$$

En effet, comme le produit matriciel est distributif par rapport à l'addition nous avons :

$$(\mathbf{D}, \delta \mathbf{m})_j + (\mathbf{D}, \mathbf{m}_o)_j = (\mathbf{D}, \delta \mathbf{m} + \mathbf{m}_o)_j = (\mathbf{D}, \mathbf{m})_j .$$

La relation 5.5 est une simple équation matricielle de la forme $\mathbf{Ax} = \mathbf{b}$ dans laquelle le vecteur \mathbf{m} est désormais l'inconnue que nous recherchons. Ce changement d'inconnue nous permet d'appliquer des contraintes au modèle \mathbf{m} au cours de l'inversion. La résolution de ce système d'équations ne peut se faire que par la méthode des moindres carrés. La meilleure fonction coût est dans ce cas la norme L_2 , c'est à dire que le système 5.5 est résolu en minimisant $\|\mathbf{m}\|^2$. Nous avons ainsi relié la minimisation de la norme de \mathbf{m} à la minimisation de l'écart entre le modèle vrai et le modèle estimé. Cette minimisation est faite en utilisant un processus itératif afin de limiter les erreurs liées à l'approximation linéaire. Ainsi, le résultat d'une inversion sert de modèle de départ à une inversion suivante. Le nombre d'itérations doit être fixé au cas par cas. Dans notre exemple synthétique, nous avons utilisé huit itérations. La figure 5.4b montre que l'écart entre la trace observée et la trace calculée diminue fortement entre le début de l'inversion et la seconde itération. Après quatre itérations, l'erreur RMS semble se stabiliser et la forme de la fonction de transfert synthétique ne varie quasiment plus.

Dans leur article de 1990, Ammon *et al.* analysent la non unicité de la solution de l'inversion temporelle des fonctions de transfert. Ils démontrent qu'il y a toujours plusieurs modèles qui satisfont aux données. Il est donc nécessaire de recourir à des informations indépendantes pour sélectionner le modèle convenable mais un autre critère peut être pris en compte : la simplicité du résultat. En effet, une trop grande complexité dans la structure n'étant pas envisageable, il est préférable d'éliminer d'emblée les modèles présentant des sauts de vitesse importants sur une épaisseur restreinte. C'est pourquoi, les auteurs introduisent un paramètre de lissage dans l'inversion qui permet de contrôler la variance de la solution. Leur approche n'élimine pas les discontinuités de premier ordre dans le modèle solution, mais lisse la courbe de vitesse sur l'ensemble de la structure 1D. Ce lissage diminue le nombre de degrés de liberté de l'inversion et augmente l'écart entre la solution et la fonction de transfert inversée. Plus le lissage est faible et plus la trace résultat sera proche de la trace inversée. Ce phénomène peut être observé sur la figure 5.2. Plus le facteur de lissage est grand, plus la fonction de transfert solution de l'inversion

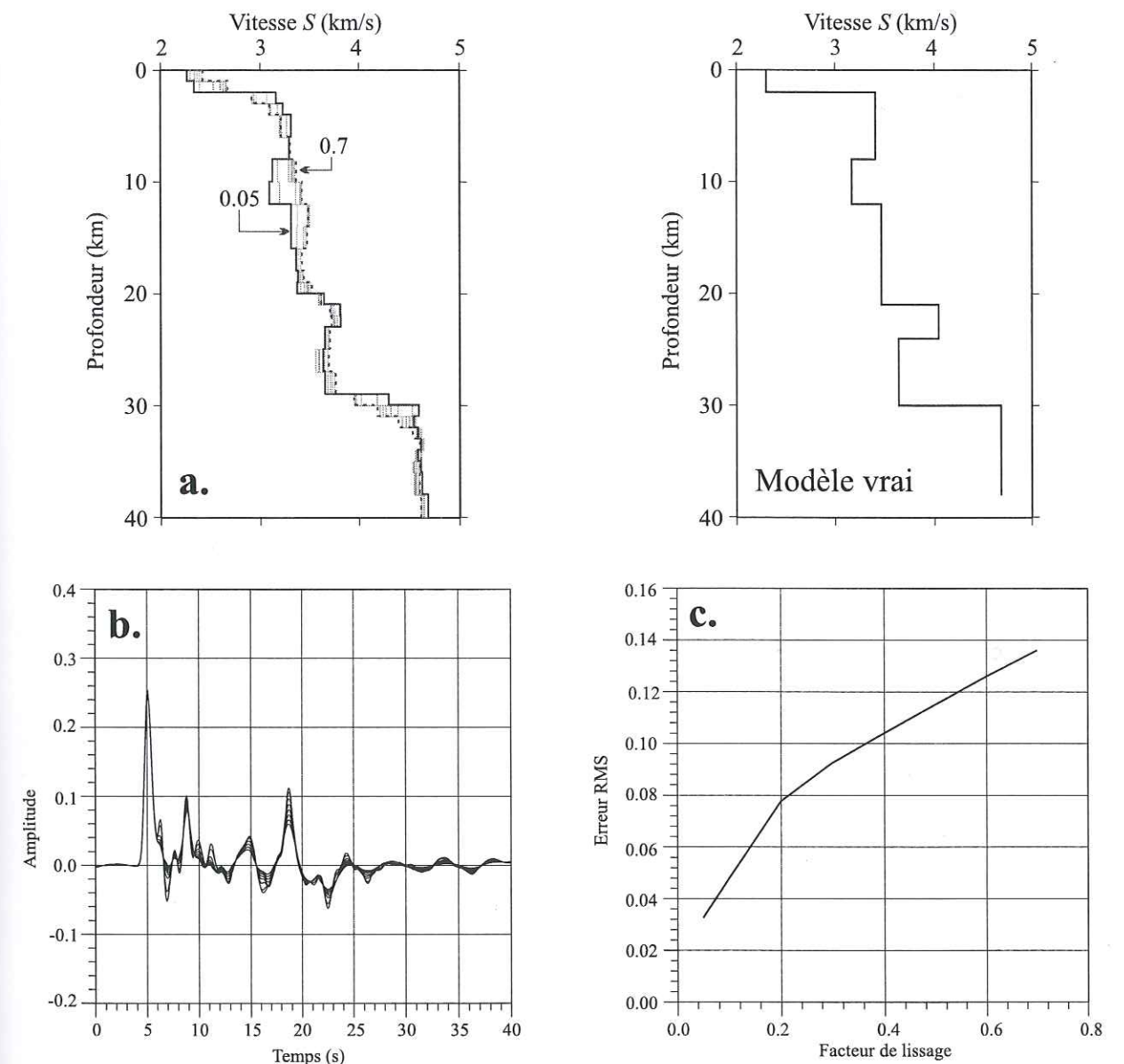


Figure 5.2: Test du facteur de lissage. Nous avons calculé l'inversion à partir d'un même modèle de départ en utilisant des lissages différents à chaque fois. Les facteurs de lissage sont successivement de (0.05, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6 et 0.7) pour des valeurs plus faibles ou plus fortes, l'inversion ne converge pas. a. : les modèles solutions obtenus. b. : les fonctions de transferts associées. c. : évolution de l'erreur RMS en fonction du facteur de lissage.

est lissée et plus elle s'éloigne de la trace à inverser. Avec le lissage le plus fort, la zone à faible vitesse n'est pas retrouvée et la zone de forte vitesse est à peine esquissée. D'autre part avec un tel lissage, les sauts de vitesse les plus importants, comme la discontinuité à 2 kilomètres de profondeur et le Moho, se traduisent dans l'inversion par un gradient de vitesse et non plus une discontinuité franche. L'inversion utilisant le lissage le plus faible aboutit à un modèle dans lequel les caractéristiques principales du milieu sont retrouvées voir même exagérées. Les lissages intermédiaires permettent d'obtenir des solutions intermédiaires.

L'inversion est calculée à partir d'un modèle initial. Ce dernier doit être *proche* du vrai modèle afin de valider le développement en série de Taylor (eq. 5.2). Comme la technique utilisée ici ne permet pas d'éliminer la dépendance du résultat au modèle de départ utilisé, selon le modèle initial considéré, la solution de l'inversion ne sera pas la même. C'est pourquoi, afin de tester la non unicité de la solution, nous suivons ce qu'Ammon *et al.* (1990) préconisent en calculant l'inversion non pas pour une seule fonction de départ, mais pour une famille de fonctions.

Génération d'une famille de modèles initiaux

La solution unique n'existant pas, l'inversion est calculée à partir d'un ensemble de modèles initiaux. Ces modèles sont générés par perturbation d'un modèle de référence. Cette perturbation se fait en deux étapes. Chaque modèle fils est déduit du modèle de base en ajoutant tout d'abord au vecteur \mathbf{m}_r , un vecteur dérivé d'une fonction polynomiale de puissance 3 de la profondeur. Les coefficients de la fonction polynomiale sont ajustés afin d'obtenir le maximum désiré de perturbation. Le deuxième terme de modification du modèle de référence est construit aléatoirement. En cela, l'inversion établie par Ammon *et al.* (1990) se rapproche des méthodes de type Monte-Carlo. Ces méthodes sont basées sur un tirage au hasard de la solution dans l'espace des modèles. Le nombre de tirages doit être suffisamment important pour trouver un modèle qui minimise la fonction coût, c'est-à-dire l'estimateur de proximité entre le signal synthétique calculé et le signal réel. Ces méthodes sont particulièrement indiquées quand le problème direct est fortement non linéaire et quand la fonction coût possède des minimums secondaires (Couboulex, 1995). L'amplitude de la perturbation aléatoire est liée à celle de la perturbation apportée par la fonction polynomiale.

Le i^{eme} modèle de départ découle donc du modèle de référence par la relation :

$$\mathbf{m}_{o,i} = \mathbf{m}_r + d\mathbf{m}_{p,i} + d\mathbf{m}_{a,i} ; ||d\mathbf{m}_{a,i}|| = \frac{||d\mathbf{m}_{p,i}||}{a}$$

La figure 5.3 présente 24 modèles initiaux. Ces profils de vitesse dérivent du profil illustré dans le diagramme à droite de la figure. Dans ce cas, nous avons ajouté au modèle de référence une perturbation décrite par une fonction polynomiale dont le maximum d'amplitude est 0.5 km/s et une perturbation aléatoire dont la variance du vecteur est de 0.1 km/s. La méthode génère des modèles tous différents entre eux mais reliés tout de même à un modèle de base. Agissant de cette manière, nous parcourons l'espace des modèles au voisinage d'un modèle particulier. Si le modèle de référence est bien choisi selon des contraintes connues *a priori* (profils de sismique réfraction ou gravimétrique, par

exemple), nous avons de bonnes chances de trouver un modèle de départ suffisamment proche du modèle vrai pour que l'inversion soit correcte.

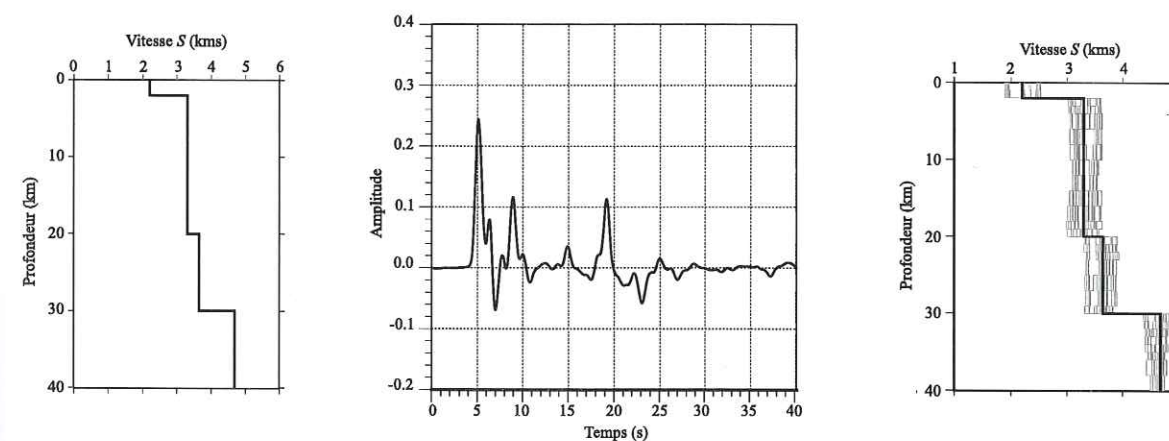


Figure 5.3: Modèles de référence utilisés dans l'inversion. À gauche se trouve le profil de vitesse de référence, au milieu la fonction de transfert associée et à droite la famille de modèles de départ dérivant du profil de gauche.

5.1.2 Discussion

La figure 5.4 résume les étapes majeures dans le calcul de l'inversion. À partir d'un modèle de référence, nous calculons une famille de modèles de départ (Fig. 5.4a). Ensuite, pour chaque modèle initial plusieurs itérations sont nécessaires pour arriver à une inversion minimisant l'écart entre la fonction de transfert calculée et celle observée (Fig. 5.4b). Finalement, nous choisissons parmi les erreurs RMS les plus faibles (*i.e.* : les inversions numéros 3,4,5,6,9,10,11,12,13,19 et 21), la ou les solution(s) les plus réalistes (Fig. 5.4c). Cette sélection ne peut se faire sans *a priori* provenant d'observations indépendantes.

Les tests synthétiques prouvent qu'il existe une ambiguïté entre profondeur des interfaces et vitesse moyenne du milieu. En effet, la position des pics dans les fonctions de transfert est essentiellement fonction de la vitesse des ondes S au-dessus des interfaces correspondantes et de la profondeur de ces interfaces. Il est alors impossible de séparer ces deux paramètres.

Prenons par exemple une couche reposant sur un demi espace homogène. Pour une arrivée verticale sous la station, la différence de temps d'arrivée entre l'onde P et l'onde convertie sur l'interface s'écrit (cf. equation 4.3) :

$$\Delta T_{Pso}(V_S, z) = \frac{z(Rv - 1)}{V_S Rv}$$

Cette équation montre clairement que si le rapport z/V_S est gardé constant, il existe une famille de couples (z, V_S) entraînant le même délai ΔT_{Pso} . Théoriquement, il existe donc une infinité de solutions possibles. Ceci est encore plus vrai quand on considère des milieux multicouches. C'est pourquoi, la surface de la fonction coût dans l'espace des modèles est si complexe et possède de nombreux minima secondaires. La figure 5.5 illustre

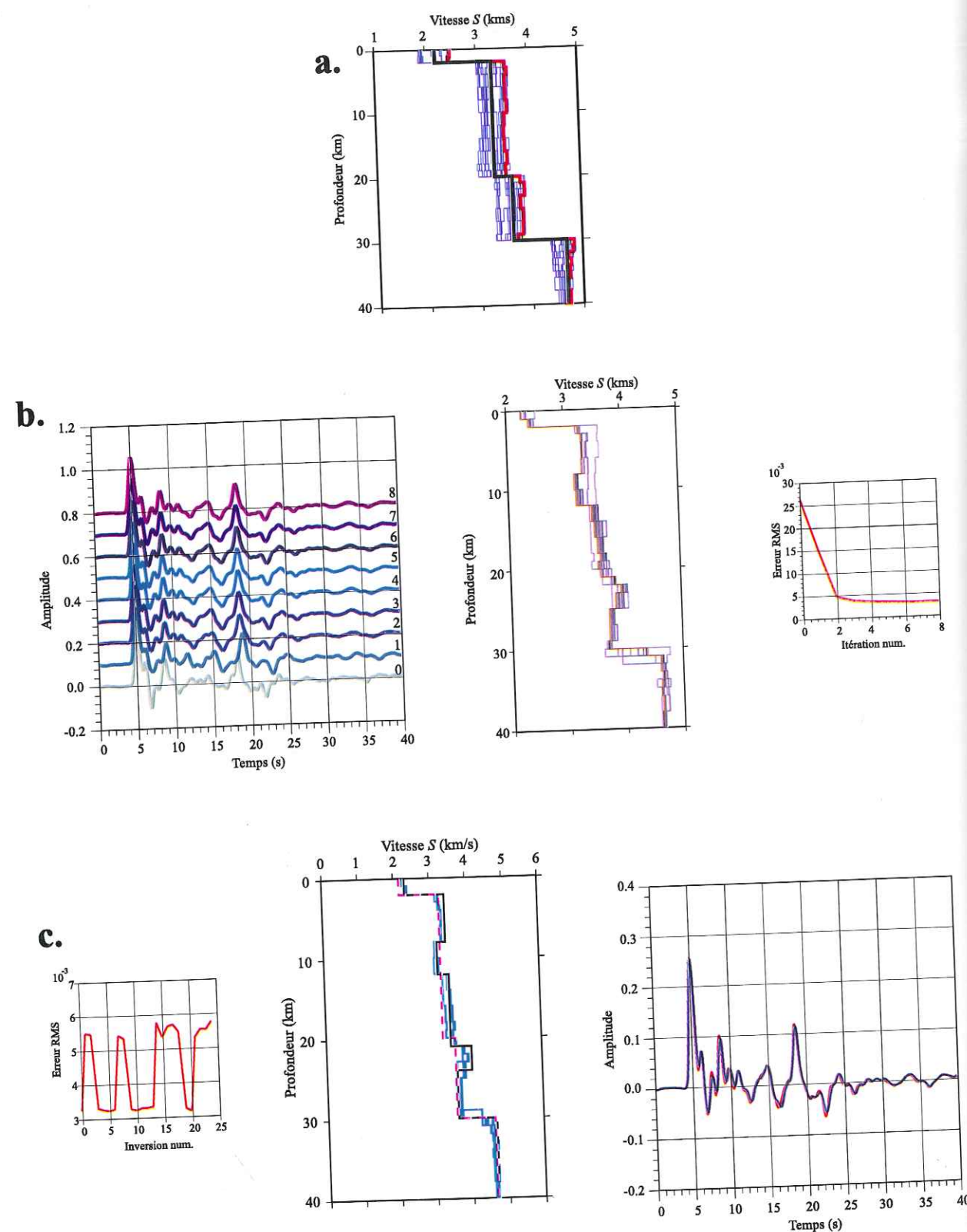


Figure 5.4: Étapes clés de la procédure d'inversion. a.: Famille de départ. Le modèle de référence est dessiné en trait épais noir. b.: Les huit itérations calculées à partir du modèle de départ représenté en rouge sur (a.). À gauche nous avons reporté les traces solutions, au milieu les profils associés et à droite l'évolution de l'erreur RMS au court des itérations. c.: Les meilleurs résultats de l'inversion sont regroupés sur le profil de vitesse du centre. Le graphique de droite montre l'excellent accord entre la solution de l'inversion et la trace que nous avons inversée. À gauche se trouvent les erreurs RMS associées aux 24 inversions.

cette complexité. D'après Ammon *et al.* (1990), l'ambiguïté entre la profondeur des interfaces et la vitesse relative du milieu ne peut être levée car la technique est basée sur des ondes se propageant quasi-verticalement sous les stations. La gamme d'incidence des ondes téléseismiques est trop faible pour permettre une séparation claire des deux paramètres.

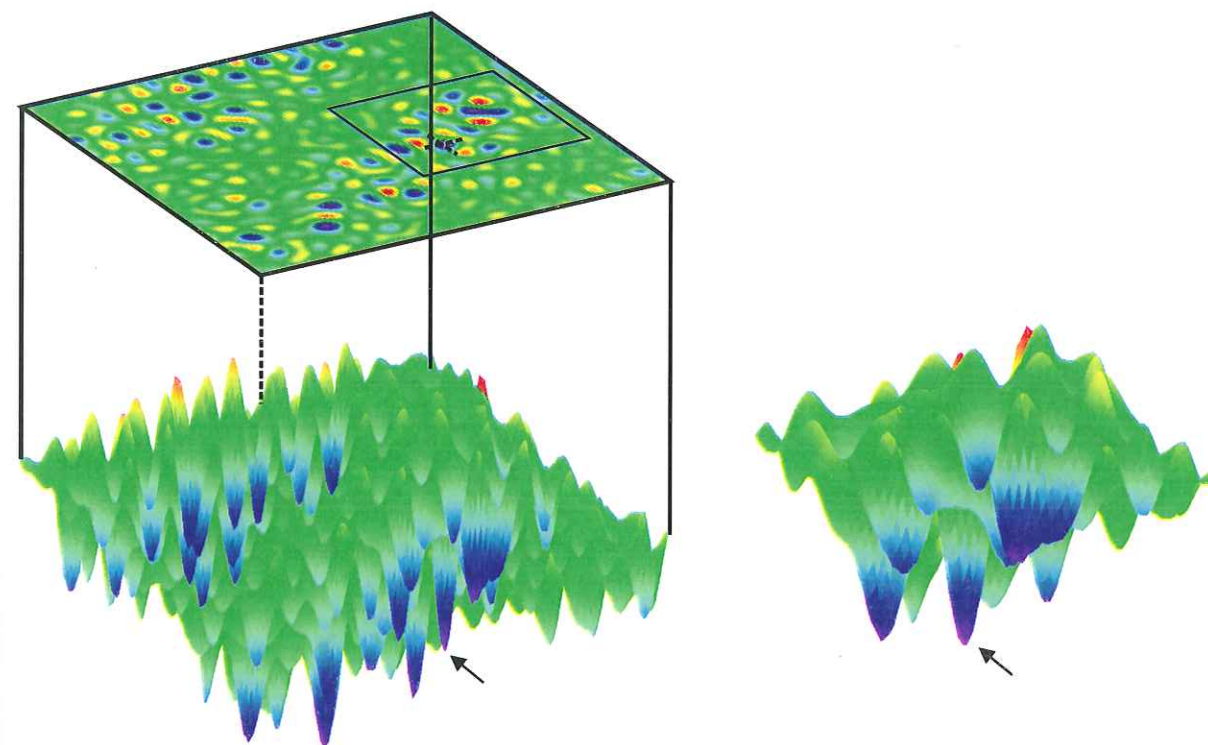


Figure 5.5: Illustration de la surface de la fonction coût type dans une inversion de fonction de transfert. En considérant un domaine plus restreint de l'espace des modèles autour du modèle vrai (marqué par une croix et les flèches), l'inversion aboutit plus facilement à une solution correcte. Moins le domaine d'inversion est étendu autour du modèle vrai et plus l'inversion est facile.

Afin de limiter le problème de l'ambiguïté vitesse-profondeur, Ammon *et al.* (1990) proposent une inversion semi-linéarisée. En effet, la méthode combine un processus linéaire et une inspection aléatoire de l'espace des modèles dans un domaine restreint autour d'une référence. Afin de diminuer la dimension de l'espace des modèles, nous limitons l'inversion à la recherche des solutions tabulaires décrites uniquement par la vitesse des ondes S dans les couches. Par contre, pour ne pas limiter excessivement le nombre de solutions possibles il faut décomposer le milieu en un nombre de couches suffisamment grand. L'épaisseur des couches pouvant être très faible, c'est-à-dire de l'ordre du kilomètre. Il s'agit alors de trouver un bon compromis entre le nombre de couches homogènes le long du profil et la taille de l'espace des modèles inspecté. Plus le modèle de référence est proche de la solution et moins le nombre de couches homogènes doit être grand.

Nous pouvons, à juste titre, penser que quel que soit le modèle de référence choisi, la procédure d'inversion va aboutir à une solution minimisant la fonction coût de manière

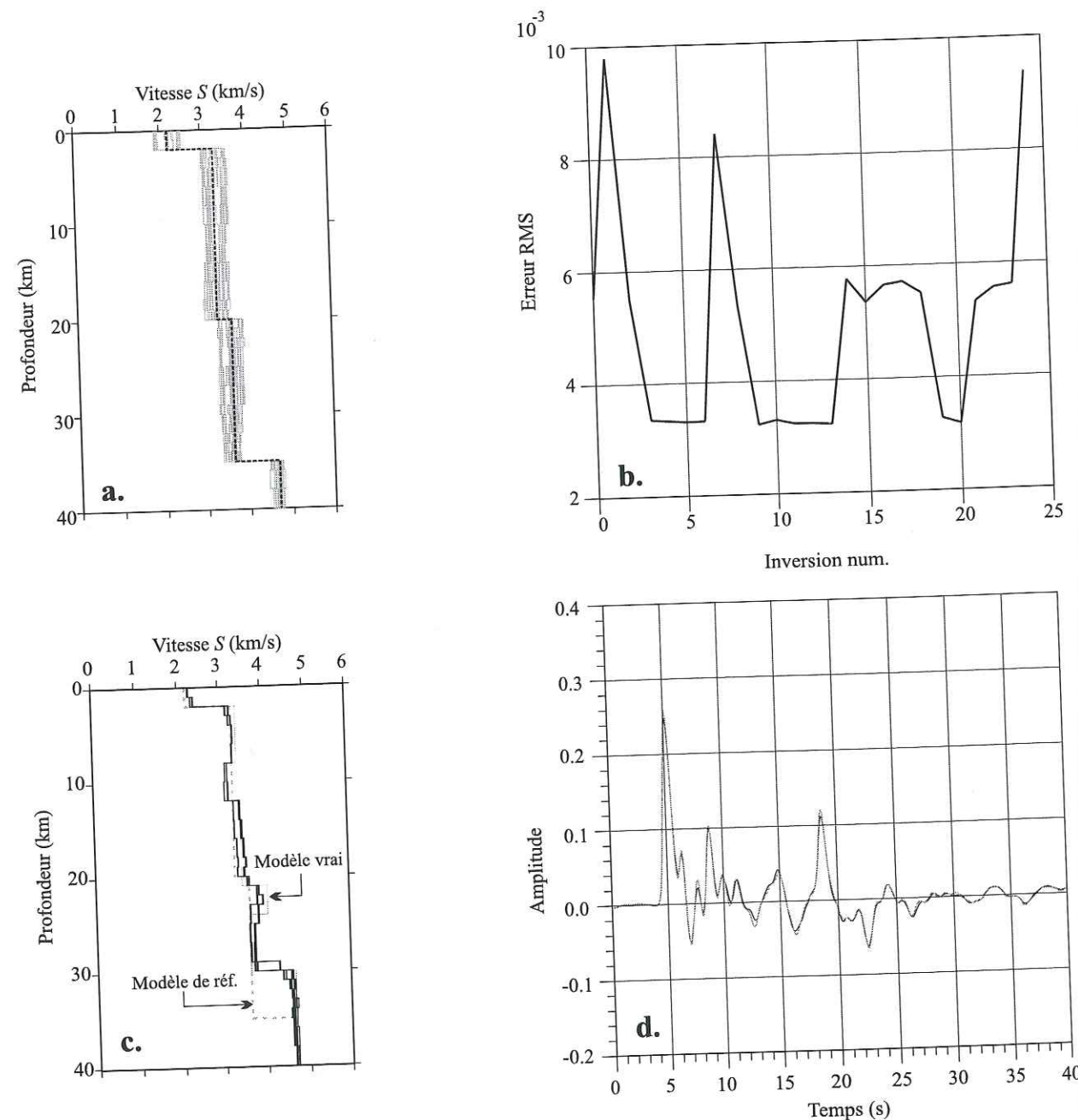


Figure 5.6: Inversion de la fonction de transfert de la figure 5.1 en considérant un modèle de référence plus éloigné du modèle vrai. a. : Modèle de référence (en pointillés) et famille de modèle en découplant. b. : Erreur RMS associée à chaque inversion (24 inversions). c. Meilleurs profils trouvés. d.: Écart entre la fonction de transfert inversée et la meilleure solution.

satisfaisante. C'est-à-dire, qu'il existe au moins un minimum de la fonction coût dans le voisinage de n'importe quel point de l'espace des modèles. Ainsi, il est obligatoire de prendre un modèle de référence dont l'écart avec la réalité est faible afin de non seulement justifier la linéarisation mais aussi pour éviter les mauvaises solutions.

Afin de tester l'influence du choix du modèle de référence dans la solution, nous avons inversé une nouvelle fois la trace de la figure 5.1. Nous sommes partis cette fois d'un modèle moins proche du modèle vrai que lors de la première tentative. Le profil de base est représenté sur la figure 5.6a. La profondeur du Moho est dans ce cas portée à 35 kilomètres, soit cinq kilomètres de plus que pour le modèle vrai. L'inversion est calculée en tenant compte d'un facteur de lissage de 0.05. Comme le suggère les erreurs RMS de la figure 5.6b, l'écart entre la trace vraie et la solution de l'inversion est très faible (Fig. 5.6d). Les profils solutions donnant les meilleurs écarts RMS sont montrés sur la figure 5.6c. La solution n'est pas éloignée de celle obtenue lors de la première inversion. La profondeur réelle du Moho est bien retrouvée ainsi que les zones de moindre et forte vitesse.

Ainsi, dans ce cas, la densité des minima de la fonction coût est suffisamment faible pour permettre de retrouver la bonne solution malgré un profil de référence éloigné de la réalité.

Nous avons pris le parti d'Ammon *et al* (1990) pour l'inversion temporelle de la forme des fonctions de transfert longitudinales. La méthode d'inversion est suffisamment rapide pour permettre le calcul simultané à partir d'une famille de modèles initiaux. Ceci nous permet d'analyser la non unicité de la solution. Le nombre de paramètres décrivant le modèle est trop grand dans ce cas (généralement les milieux sont décomposés en couches homogènes dont le nombre varie entre 20 et 30) pour envisager une inversion purement non linéaire.

Cependant de nouvelles inversions basées sur des processus non linéaires commencent à voir le jour. Pour les réaliser, leurs auteurs ne gardent plus fixe l'épaisseur des couches homogènes constituant les modèles. Les milieux sont alors paramétrés en utilisant des couples de variables vitesse-épaisseur. Pour ce faire, ils ne conservent qu'un minimum de couches : leurs modèles sont décomposés en 4 à 8 couches uniquement.

Ainsi, Sandvol *et al* (1998) se basent sur une recherche de grille pour inverser des fonctions de transfert obtenues à des stations sismologiques situées en Afrique du Nord et au Moyen Orient. Ces auteurs ont préféré cette méthode aux techniques impliquant un algorithme génétique (Zhao & Frohlich, 1996) ou un recuit simulé estimant que l'utilisation de ces dernières ne garantit pas de trouver la solution minimisant le mieux la fonction coût. Dans leur étude, Sandvol *et al* (1998) inversent les fonctions de transfert pour retrouver un milieu à cinq couches sur un demi-espace homogène. Ils calculent, avec une méthode similaire à celle utilisée par Ammon *et al.* (1990), des fonctions de transfert synthétiques pour une gamme de modèles. Ces modèles sont construits en faisant varier la vitesse des ondes S et l'épaisseur de chaque couche dans un intervalle borné. Le modèle solution est celui dont la fonction de transfert est la plus proche, au sens des moindres carrés, de la trace observée. Comme pour la méthode dont nous nous servons, il est obligatoire dans cette méthode d'avoir des *a priori* pour limiter la taille des intervalles dans lesquels varient les paramètres afin de réduire le nombre de calcul direct et donc de diminuer le temps de calcul.

Sandvol *et al* (1998) présentent également une courte comparaison entre la méthode

d'Ammon *et al* (1990) et leur technique pour nous convaincre que dans les cas complexes, leur inversion donne de meilleurs résultats. D'autre part, ils confirment que dès que le modèle de départ diverge trop du modèle vrai, la solution de l'inversion linéarisée s'éloigne de celle obtenue par leur méthode. Une conclusion importante de leurs travaux, nous révèle que la solution de l'inversion selon la technique de recherche de grille est indépendante d'un quelconque modèle initial. Par contre en observant les synthétiques calculés à partir des modèles solution de leur inversion, on s'aperçoit que l'écart avec les fonctions de transfert réelles reste grand.

Une étude plus récente encore présente une nouvelle inversion se basant sur la recherche d'un ensemble de modèles échantillonnant correctement la région de l'espace des paramètres présentant un bon accord avec les traces à inverser (Sambridge, 1999). Cette nouvelle technique porte le nom d'algorithme de voisinage et discrétise l'espace des paramètres à l'aide de cellules de Voronoi. La méthode est encore trop récente et avoir des applications en nombre suffisant pour permettre une évaluation correcte de ses capacités.

5.2 Analyse des polarisations : détermination de la direction de pendage des interfaces.

Dans l'inversion des fonctions de transfert selon la technique développée par Ammon *et al* (1990), le milieu sous la station est considéré comme isotrope et l'interprétation des sismogrammes est donnée en termes de couches tabulaires. Lorsque les discontinuités de vitesse sismique ne sont pas planes sous le point d'enregistrement, on voit apparaître de l'énergie sur la composante transverse. Ainsi, pour étudier les variations latérales des structures crustales il est de coutume d'analyser les composantes transverses des fonctions de transfert (Langston, 1977; Owens & Crosson, 1988; Cassidy, 1992; Zhu *et al.*, 1995).

5.2.1 Fonctions de transfert synthétiques

Nous allons illustrer l'influence du pendage des couches à l'aide de fonctions de transfert synthétiques. Pour cela, nous avons légèrement modifié le programme déjà utilisé dans le chapitre 3. En utilisant le tracé de rai 3D, nous modélisons directement les fonctions de transfert. Ceci nous évite une déconvolution superflue. Le programme permet en outre de considérer des interfaces pentées. Le modèle est défini dans le code en termes de couches horizontales ou non, séparées par des interfaces planes. Les couches reposent sur un demi-espace homogène. Le programme permet également de tenir compte d'un gradient de vitesse à l'intérieur des couches. Pour chaque couche, nous définissons les vitesses des ondes P , le rapport de vitesse V_P/V_S , la densité et l'épaisseur de la couche. Chaque interface est caractérisée par son inclinaison et sa direction de pendage. Les composantes verticales, longitudinales et transverses des sismogrammes synthétiques sont calculées en spécifiant l'azimut d'arrivée des ondes sous la structure ainsi que l'angle d'émission à la source. Le programme étant basé sur un tracé de rai, il faut préciser et définir le trajet des phases. Ceci nous permet de sélectionner certaines phases et autorise donc un calcul

et une interprétation simplifiés puisque la forme d'onde complète n'est pas estimée.

Le modèle utilisé est très simple : il est constitué uniquement de deux couches homogènes. La première discontinuité, à quinze kilomètres sous la station, est plane tandis que la plus profonde, à quarante kilomètres, est pentée de quinze degrés vers le nord. Les quinze premiers kilomètres forment une couche dans laquelle la vitesse des ondes P est de 5.80 km/s. La première discontinuité marque un saut de vitesse de 1.04 km/s tandis que le saut de la seconde est de 1.16 km/s (Fig 5.7a). La figure 5.7b présente les composantes longitudinales et transverses des fonctions de transfert obtenues pour différentes directions d'arrivée de l'onde P à partir de ce modèle. Le paramètre de rai est constant et vaut 6.86 s/deg ce qui équivaut à une distance épacentrale de 60°. Cinq phases ont été prises en considération :

- L'onde P directe, notée P sur la figure;
- La phase convertie PS sur la discontinuité horizontale (H);
- La phase convertie PS engendrée par l'interface pentée (D);
- La réverbération entre la surface libre et l'interface pentée $P2p1s^1$ (D');
- Et la réverbération entre la surface libre et l'interface pentée $P1p2s^1$ (D'').

5.2.2 Conséquence de l'inclinaison des interfaces sur les fonctions de transfert

La forme des fonctions de transfert associées à une structure non tabulaire est fonction non seulement de la distance épacentrale, mais aussi de l'azimut d'arrivée des ondes (appelé également azimut à la station ou backazimut).

Variations azimutales

La figure 5.7b permet de vérifier que la composante transverse des phases converties sur une interface pentée n'est pas nulle. En effet, contrairement à la phase H, les phases D, D' et D'' peuvent s'observer sur cette composante. D'autre part, on remarque également que l'interface pentée entraîne une déviation notable de la phase P directe par rapport au plan source-station. Elle apparaît ainsi sur la composante transverse.

L'amplitude, la polarisation de la composante transverse et le temps d'arrivée des ondes converties sur la discontinuité pentée varient très clairement en fonction de la direction source-station. Au contraire, le temps d'arrivée et l'amplitude de la phase H ne dépendent pas de ce facteur.

Ces variations en fonction de la direction de propagation des ondes P sous la station ont une forme sinusoïdale. Comme l'ont observé plusieurs études antérieures (voir par exemple Korsarev *et al.*, 1984; Owens & Crosson, 1988; Cassidy, 1992; Girardin & Farra, 1998), la période de la sinusoïde est de 2π radians.

Amplitudes sur la composante longitudinale : L'onde P convertie S sur l'interface horizontale ne présente pas une variation significative selon l'azimut. L'amplitude de la

¹voir le chapitre précédent pour les conventions de notation des réflexions multiples.

phase D est maximum lorsque l'onde P arrive à la station par le nord, c'est-à-dire avec un azimuth nul, et minimum lorsque l'onde P arrive à la station par le sud (azimut de 180 degrés). Dans le premier cas, l'onde P se propage dans le sens de la montée de la pente de l'interface générant l'onde D tandis que dans le deuxième, l'onde P se propage dans le sens de la descente. Cette phase se traduit par un pic positif sur la fonction de transfert quel que soit l'azimut. Il faut noter que malgré des interfaces au travers desquelles les sauts de vitesse sont voisins, l'amplitude de la phase D sur la composante longitudinale de la fonction de transfert est presque toujours supérieure à celle du pic associé à l'onde H.

La phase D'' suit la même évolution que la phase D. Par contre, sa polarisation est inverse et la variation d'amplitude est plus grande. Quant à l'onde D' , son amplitude est maximum lorsque l'amplitude de la phase D est minimum et réciproquement, elle est minimum lorsque celle de la phase D est maximum. L'amplitude du pic principal varie également. L'évolution suit celle des phases D et D'' .

Polarisations sur la composante transverse : La phase H n'apparaît pas clairement sur la composante transverse des fonctions de transfert. Les phases P, D' et D'' ont la même polarisation qui est opposée à celle de l'onde P convertie S sur l'interface pentée (D).

Pour les azimuths nul et 180°, c'est-à-dire lorsque la direction source-station est dans la ligne de plus grande pente de l'interface, la composante transverse de la fonction de transfert est nulle. Entre 0 et 180 degrés, la composante transverse est positive pour les phases P, D' et D'' , tandis qu'elle est négative pour la phase D. De 180 à 360 degrés nous observons la réciproque.

Certaines polarités ont été rapportées sur un diagramme (Fig. 5.7c) qui permet de mieux observer leur répartition selon l'azimut à la station. Ce graphique illustre bien le partage de l'espace des directions source-station en deux parties séparées par la direction de pendage. À droite de la direction de pendage (qui correspond ici aux azimuths compris entre 0 et 180 degrés) la polarité de la phase P est négative tandis que celle de la phase convertie PS sur la discontinuité pentée est négative. À gauche de cette direction, c'est l'inverse qui est observé.

Délais entre les phases converties et l'onde P : La figure 5.7b permet d'avoir un aperçu de l'évolution des temps d'arrivée des différentes phases en fonction de la direction de propagation de l'onde P sous la structure considérée. Les variations étant plus importantes pour les réflexions multiples, c'est pour les phases D' et D'' qu'il est plus facile d'observer les décalages des temps d'arrivée. Il faut se reporter à la figure 5.8 pour mieux constater que toutes les phases (H, D, D' et D'') ont un temps d'arrivée qui dépend de l'azimut.

Les variations relevées pour les ondes liées à la discontinuité pentée sont en phase. Le décalage entre l'onde P et l'onde convertie sur la discontinuité horizontale montrent une variation en opposition de phase par rapport aux délais des trois autres ondes. L'écart de temps entre l'arrivée la plus rapide et l'arrivée la plus lente des phases H est inférieur à 0.04 secondes. Comme le pas d'échantillonnage de nos séries temporelles est de 0.05 secondes, ce décalage est trop faible pour pouvoir être détecté. Le pendage de l'interface affecte

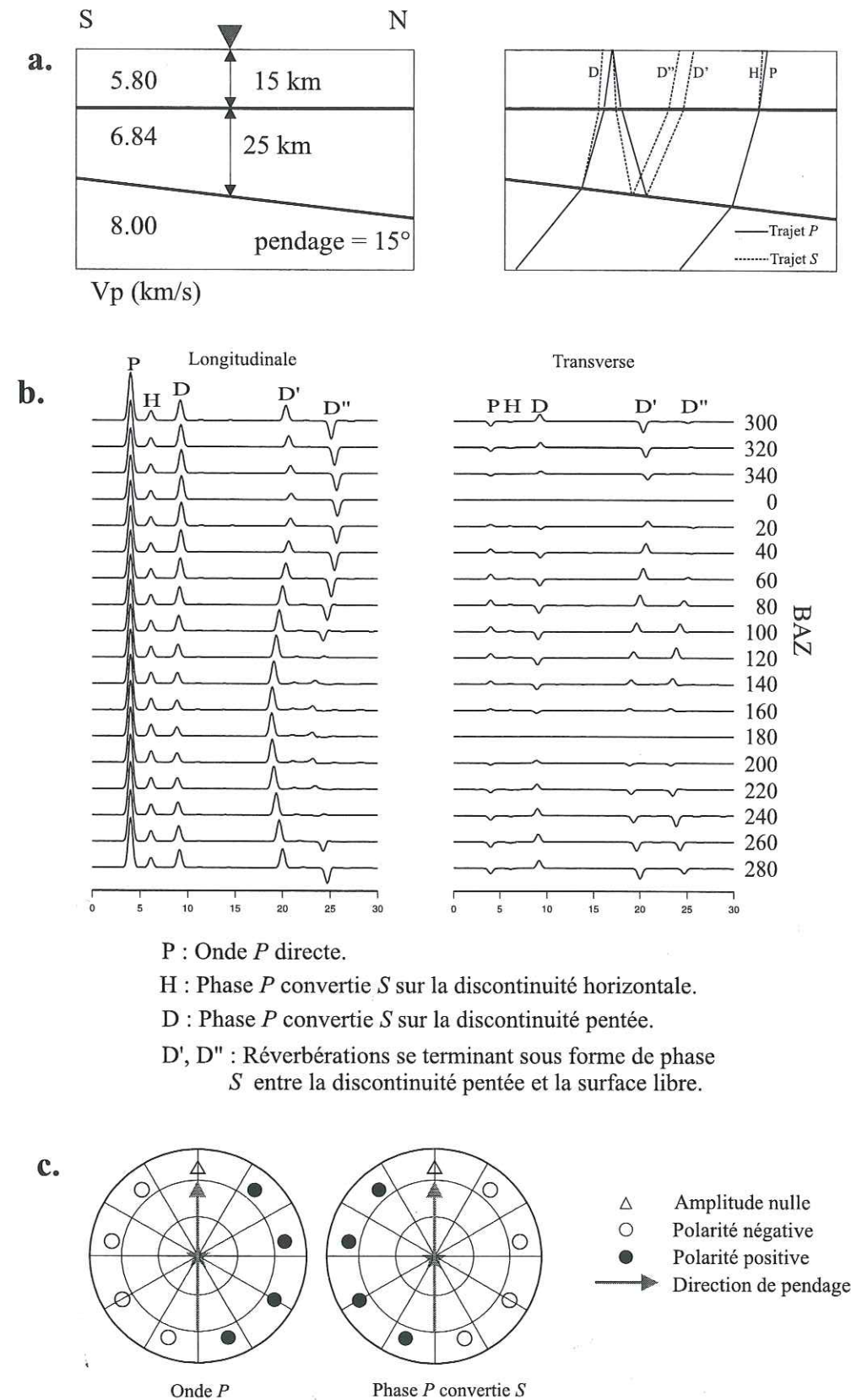


Figure 5.7: Fonctions de transfert synthétiques. (a.) Le modèle utilisé contient deux discontinuités. La plus profonde des deux est pentée de 15° vers le nord. (b.) Variations azimuthales des fonctions de transfert longitudinale et transverse. L'azimut à la station (BAZ) est indiquée à droite des composantes. Les fonctions de transfert sont calculées avec un paramètre de rai constant égal à 6.86 s/deg.

plus significativement les phases D, D' et D". En effet les écarts de temps maximums observés sont de 0.47, 2.04 et 2.50 secondes pour les phases D, D' et D" respectivement.

Variations en fonction de la distance épacentrale

Pour des milieux composés d'une série de couches isotropes, homogènes et planes, nous avons déjà vu que le temps d'arrivée des principales phases converties aux interfaces ne varie pas beaucoup quelle que soit la distance épacentrale, pour peu que l'on se limite à la croûte. Avec des interfaces pentées, ce n'est plus le cas. L'amplitude des phases ainsi que leur temps d'arrivée dépend alors de l'éloignement entre la source et la station sismologique. La figure 5.9 illustre ce phénomène. Pour les quatre ondes H, D, D' et D" nous avons représenté le délai entre les phases et l'onde P (c'est-à-dire les décalages, observés sur les fonctions de transfert, entre les pics secondaires et le pic principal) en fonction du paramètre de rai associé à l'onde P. Dans chaque cas, nous considérons deux directions privilégiées en fixant le backazimut des sources. Ainsi nous tenons compte successivement de séismes situés sur un profil au nord de la station puis au sud. Les deux profils sont parallèles à la ligne de plus grande pente de la discontinuité inclinée. Pour la phase H, l'évolution du temps d'arrivée selon le paramètre du rai ne dépend pas de la direction de propagation considérée. Ainsi, les courbes du graphique correspondant à cette phase sont équivalentes pour les deux directions nord et sud.

Par contre, pour les trois autres phases, les courbes de délai diffèrent selon la direction du rai sous la structure. Une fois de plus, c'est pour les réflexions multiples que les différences sont les plus nettes. Quand le paramètre de rai grandit, c'est-à-dire quand la distance épacentrale diminue, le décalage entre l'onde P et la phase convertie PS simple notée D augmente tandis qu'il diminue pour les phases D' et D". Cette tendance est vraie quelle que soit la direction d'arrivée sous le milieu mais elle est plus accentuée pour les ondes issues de sources situées au nord de la station dans le cas D et pour les ondes issues de sources situées au sud pour les deux autres cas.

5.2.3 Conclusion

Comme Cassidy (1992) l'a justement montré, l'inclinaison d'une discontinuité sous une station sismologique a principalement trois effets sur les fonctions de transfert déterminées à cette station.

- Les amplitudes et les temps d'arrivée des phases converties sur l'interface pentée dépendent non seulement de la distance épacentrale mais aussi de la direction d'arrivée de l'onde P sous le milieu. Les ondes P se propageant selon la direction de montée de la pente de l'interface génèrent des ondes P converties S ayant les amplitudes les plus fortes et les temps d'arrivée les plus grands. Celles qui se propagent dans le sens de la descente de la pente sont à l'origine des phases PS ayant les amplitudes les plus faibles et les temps d'arrivée les plus courts. Il en est de même pour les phases P1p2s, mais l'amplitude des phases P2p1s varie en sens opposé.
- L'amplitude de l'onde P directe sur la composante longitudinale des fonctions de transfert est fonction de l'azimut d'arrivée des ondes sous la station. D'après Cassidy (1992), ceci est d'autant plus marqué que le pendage de la discontinuité est fort ou

Univ. J. Fourier - O.S.U.G.
MAISON DES GEOSCIENCES
DOCUMENTATION
B.P. 53
F. 38041 GRENOBLE CEDEX
Tel. 04 76 63 54 27 - Fax 04 76 51 40 58
Mail : ptalour@ujf-grenoble.fr

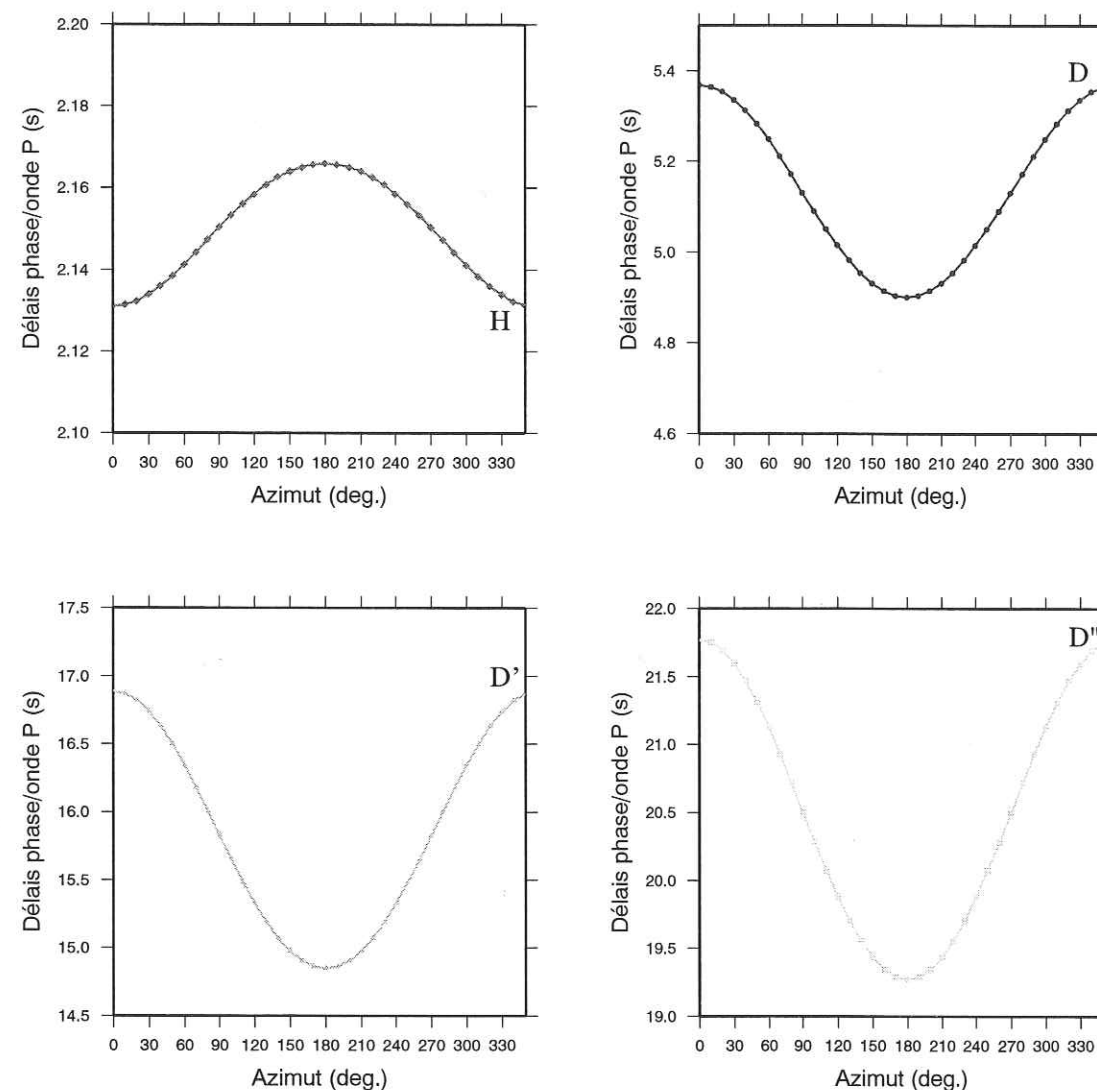


Figure 5.8: Temps d'arrivée des phases converties en fonction de l'azimut d'arrivée de l'onde P. Se référer au texte pour le nom des phases.

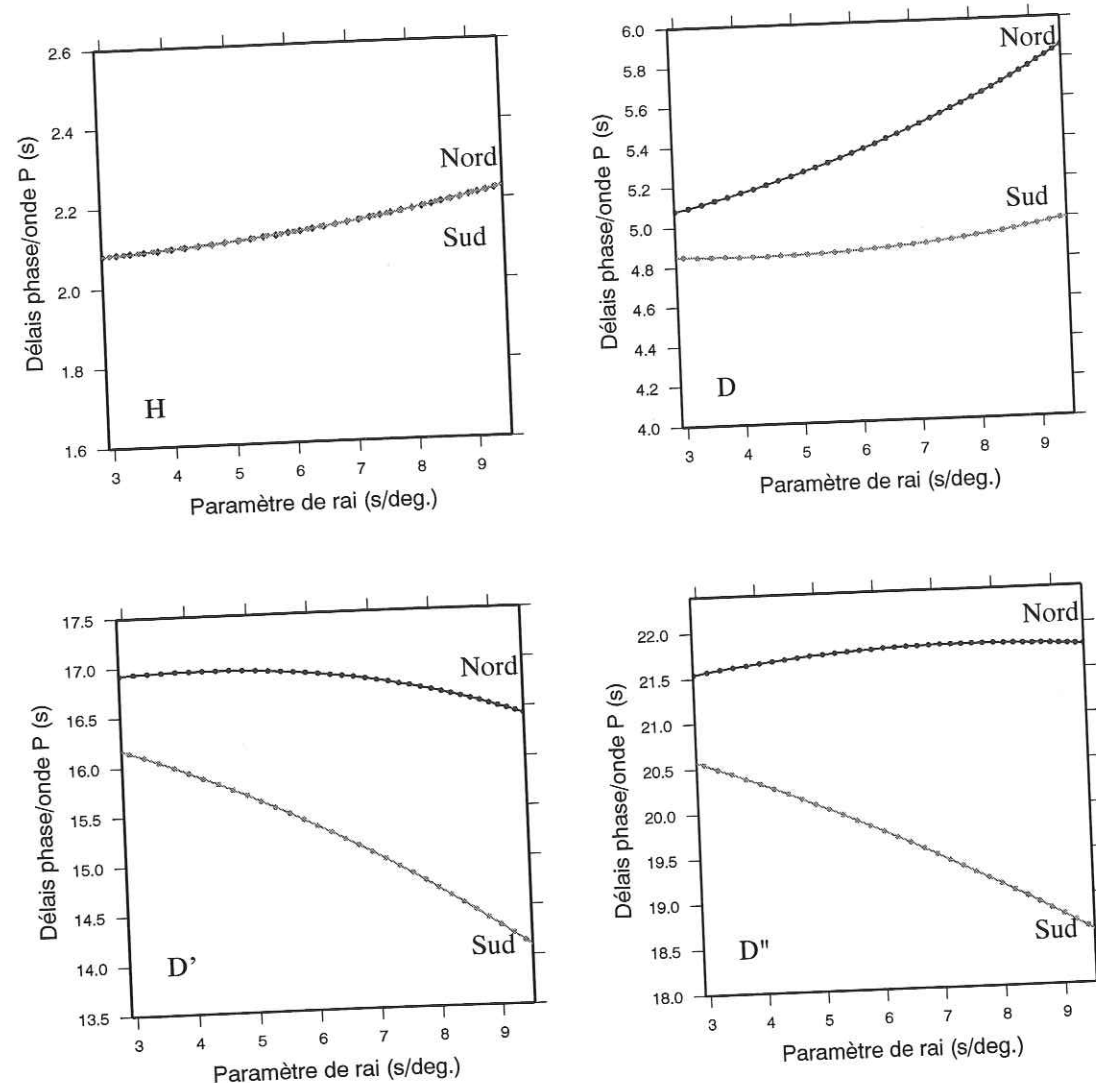


Figure 5.9: Hodochrones synthétiques des phases converties en présence d'une interface pentée. La nomenclature des phases est celle adoptée dans le texte. Deux cas sont représentés : dans le premier les ondes arrivent à la station par le nord (en bleu), dans le second elles arrivent par le sud (en rose).

que le contraste de vitesse au passage de l'interface est prononcé. L'amplitude de l'onde sur la composante longitudinale est plus grande pour les phases se propageant dans la direction de montée que pour celles se propageant dans l'autre sens.

- Le pendage de l'interface dévie les ondes P et S du plan source-station (c'est-à-dire du plan verticale-longitudinale), ce qui entraîne l'apparition d'une composante transverse du mouvement du sol non négligeable. La forme de cette composante dépend de l'azimut. Elle est nulle pour des azimuts coïncidant avec la ligne de plus grande pente de l'interface. Cette direction partage en outre l'espace des azimuts en deux parties caractérisées par une polarisation différentes des phases P , PS et des réverbérations. Il faut noter également que l'onde convertie sur l'interface horizontale au-dessus de la discontinuité non pentée ne présente pas de composante transverse significative. Cassidy (1992) a observé le même phénomène pour une interface horizontale située en dessous d'une interface pentée.

L'étude d'interfaces pentées nécessite une couverture azimutale de bonne qualité afin d'éviter les mauvaises interprétations. La méthode la plus directe est d'observer la polarisation transverse des phases majeures de la coda de l'onde P en fonction de la direction d'arrivée de celle-ci. En effet, avec des enregistrements réels, les phases les mieux exprimées sont celles qui ont fait le trajet le plus court : les phases P converties S simples. Les réverbérations sont effectivement plus sensibles aux hétérogénéités latérales car elles échantillonnent le milieu sous la station de façon plus large. D'autre part, les variations d'amplitude et de temps d'arrivée des phases converties peuvent prêter à confusion car assez faibles et donc facilement bruitées.

L'analyse de la composante transverse des fonctions de transfert en termes d'interfaces pentées peut se heurter à l'existence d'une zone anisotrope sous la station sismologique. En effet, la présence d'une couche anisotrope génère également une composante transverse du mouvement du sol qui est lié à la biréfringence des ondes de cisaillement. L'onde S traversant une couche anisotrope se scinde en deux composantes SV et SH se propageant à des vitesses différentes. Il apparaît ainsi de l'énergie sur la composante transverse des sismogrammes. Cependant, il est possible de distinguer les deux effets en observant la période de variation des phases en fonction de la direction source-station. En effet, nous avons vu que la dépendance des fonctions de transfert en fonction de l'azimut se faisait avec une période de 2π dans le cas d'une interface pentée, tandis que Korsarev *et al.* (1984) montrent que la période dominante des variations est de π en présence d'un milieu anisotrope.

5.3 Analyse en réseau

Une station sismologique enregistrant les trois composantes du mouvement du sol permet de connaître la direction d'arrivée des ondes. La plus part des phases téléseismiques sont analogue à des ondes planes dont nous nous servons pour sonder la structure du sous-sol et trouver des interfaces planes elles aussi, pentées ou non. Bien souvent cependant, il existe dans la coda de l'onde P des phases très énergétiques qui ne se comportent pas comme des ondes planes. Pour étudier ces phases, il est alors nécessaire d'utiliser des

enregistrements simultanés à plusieurs stations.

Afin de tester si la coda de l'onde P est principalement composée de phases converties PS au passage de discontinuités de vitesse et de réflexions multiples incluant une conversion de phase, nous pouvons utiliser les réseaux sismologiques de faible ouverture¹. Des études ont déjà été faites dans ce sens (Bannister *et al.*, 1990; Jones & Phinney 1997; Abers, 1998).

5.3.1 Diffraction isotrope

Les hétérogénéités très locales dans un milieu peuvent constituer des *points diffractants*. Lorsqu'une onde plane atteint ces points, ceux-ci agissent comme une source secondaire et génèrent à leur tour des ondes. En considérant le milieu se situant directement sous une station sismologique, les hétérogénéités potentielles sont proches et les phases qui en proviennent ne peuvent être considérées comme planes.

Nous avons cherché la forme de l'enveloppe des points diffractants sous une station donnant naissance à des phases arrivant en même temps à la station. Cette surface, appelée isochrone, dépend du modèle de vitesse. Nous considérerons le cas du milieu homogène. Deux cas sont à envisager. Le premier concerne la diffraction PS . Dans ce cas, l'onde P incidente arrive au point diffractant et celui-ci engendre une onde cisailante. L'autre cas est la création d'une onde P secondaire au passage de l'onde P principale. C'est la diffraction PP .

Diffraction PS : Dans le cas 2D, considérons un milieu homogène muni d'un repère orthonormé (X, Y) (Fig. 5.10). La station sismologique est placée à l'origine de ce repère et un front d'onde plan P éclaire le milieu par le bas. L'onde P se propage donc selon l'axe OY . Les coordonnées des sources secondaires générant des ondes S arrivant au point origine au temps $T_P + \Delta t$ doivent vérifier :

$$\frac{D+y}{\alpha} + \frac{\sqrt{x^2+y^2}}{\beta} = \frac{D}{\beta}, \quad D = \frac{\Delta t}{1/\beta - 1/\alpha}; \quad (5.6)$$

où (x, y) sont les coordonnées des points diffractants, α la vitesse des ondes P , β la vitesse des ondes S , $(0, -D)$ la position du point diffractant sur l'axe OY et Δt le délai de temps d'arrivée entre l'onde P et l'onde diffractée. Les variables α , β et Δt sont supposées connues. En développant l'expression 5.6, nous obtenons :

$$x^2 = y^2(Rv^2 - 1) + 2yDRv(Rv - 1) + D^2(1 - Rv)^2, \quad Rv = \beta/\alpha. \quad (5.7)$$

Cette équation se rapproche de l'expression analytique d'une ellipse :

$$\frac{x^2}{b^2} + \frac{(y+c)^2}{a^2} = 1, \quad c^2 = a^2 + b^2. \quad (5.8)$$

La comparaison de 5.7 et 5.8 nous donne :

$$a(\alpha, \beta, \Delta T) = \frac{\alpha^2 \beta \Delta t}{\alpha^2 - \beta^2},$$

$$b(\alpha, \beta, \Delta T) = \frac{\alpha \beta \Delta t}{\sqrt{\alpha^2 - \beta^2}}.$$

¹taille du réseau ou distance maximale entre les stations

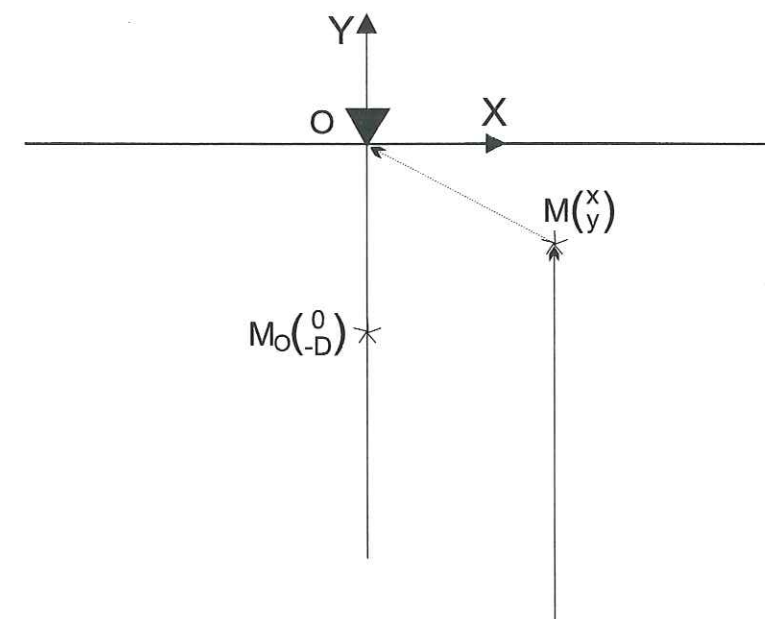


Figure 5.10: Conventions de notation pour la détermination des isochrones de diffraction.

Pour une onde P ayant une incidence non verticale, il suffit d'une rotation :

$$\begin{cases} x' = x \cos i + y \sin i \\ y' = -x \sin i + y \cos i, \end{cases}$$

i étant l'angle d'incidence de l'onde P .

Diffraction PP : Considérons la même géométrie que dans le cas PS , mais cette fois intéressons-nous aux ondes de compression émises par les points de diffraction. La condition à remplir par les sources secondaires pour émettre des ondes arrivant avec un délai donné après l'onde P directe s'écrit ici :

$$\sqrt{x^2 + y^2} + y = \alpha \Delta t \quad (5.9)$$

et donc,

$$y = -\frac{x^2}{2\alpha\Delta t} + \frac{\alpha\Delta t}{2} \quad (5.10)$$

L'équation 5.10 décrit une courbe parabolique dont le foyer correspond à la position de la station (ici en $O(0,0)$) :

$$y = -\frac{x^2}{2p} + \frac{p}{2}, \quad p = \alpha\Delta t \quad (5.11)$$

Une rotation identique au cas précédent permet de considérer une incidence non verticale.

La figure 5.11 illustre les isochrones des points diffractants PP et PS dans un milieu homogène et isotrope caractérisé par une vitesse des ondes P de 6.4 km/s et des ondes

S de 3.7 km/s. Dans cet exemple, nous considérons que les ondes diffractées arrivent à la station avec un délai de 2.3 secondes après la première arrivée. L'angle d'incidence de l'onde P directe est de 20° .

Les isochrones sont des courbes de l'espace rassemblant tous les points à partir desquels le trajet des ondes jusqu'à la station se fait avec le même temps de propagation. Nous nous sommes placés dans le plan du rai. En 3D, les isochrones sont des surfaces représentant une ellipsoïde de révolution dont l'axe coïncide avec le rai de l'onde P directe dans le cas PS , et une parabolloïde dans le cas PP . La figure 5.11 permet de constater que ce sont les ondes PS qui échantillonnent le mieux le milieu sous la station.

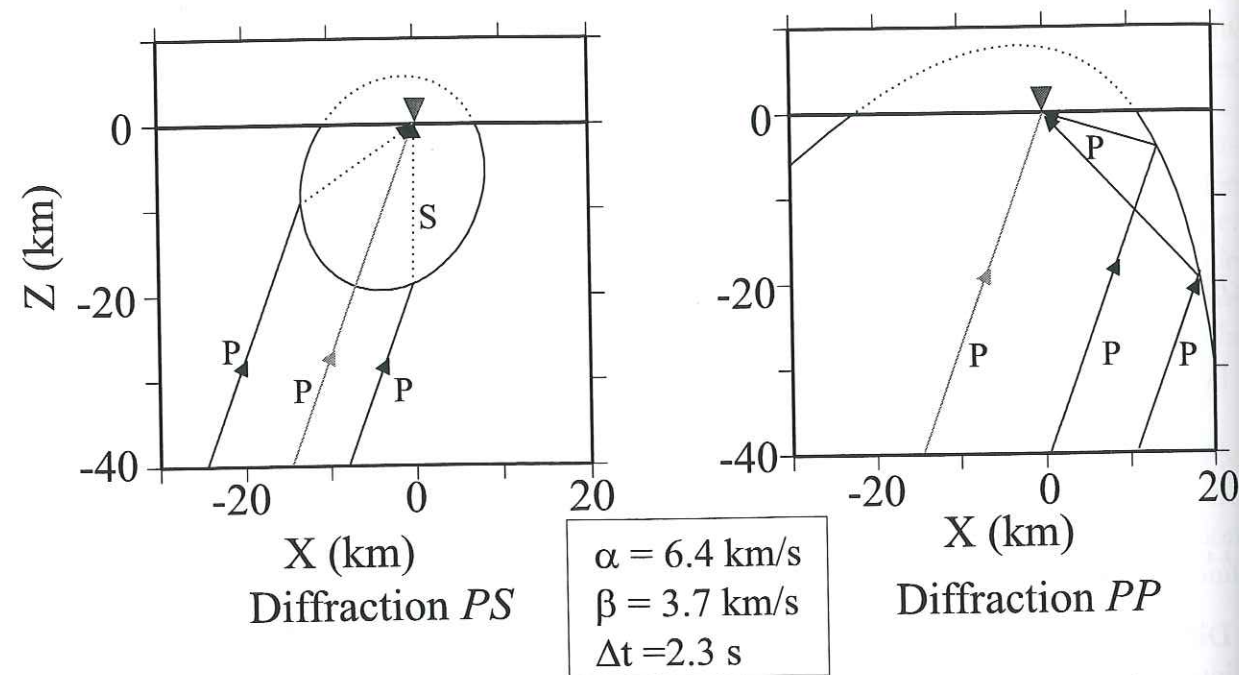


Figure 5.11: Isochrones des points diffractants dans un milieu homogène. Le dessin de droite concerne la diffraction selon le mode PP , celui de gauche le cas PS . Nous considérons une onde plane P se propageant dans le milieu avec une incidence de 20° . Le triangle représente le point d'enregistrement. Les courbes regroupent les positions potentielles de l'ensemble des points diffractants générant des ondes arrivant en même temps à la station. Elles sont déterminées pour un délai entre la phase diffractée et l'onde P directe de 2.3 secondes.

5.3.2 Grille de diffraction

Afin d'analyser la composante diffractée contenue dans la coda de l'onde P , nous allons tenter de rétropropager l'énergie observée sur les fonctions de transfert obtenues à une station sismologique dans le milieu sous-jacent.

Pour cela, nous considérons que le milieu sous la station est homogène et isotrope mais qu'il peut contenir très localement des hétérogénéités se comportant comme des points diffractants en générant au contact de l'onde P des ondes secondaires. Nous introduisons dans le milieu une grille dont les noeuds représentent les positions potentielles des points diffractants (Fig. 5.12).

Chaque noeud de la grille est ainsi testé. En effet, nous calculons le temps de trajet de l'onde (polarisée P ou S) entre le noeud et la station, le temps qu'il faut à l'onde P principale pour arriver au noeud considéré ainsi que celui mis par l'onde P directe à la station. Connaissant ainsi le délai théorique entre la première arrivée et la phase émise au noeud, nous relevons sur les fonctions de transfert l'énergie correspondante et l'associons au point considéré. Nous obtenons ainsi une amplitude à chaque noeud de la grille. Cette technique se rapproche du travail présenté par Lynnes & Lay (1989). Mais ici, tout comme Abers (1998), nous utilisons les fonctions de transfert à la place des sismogrammes directement.

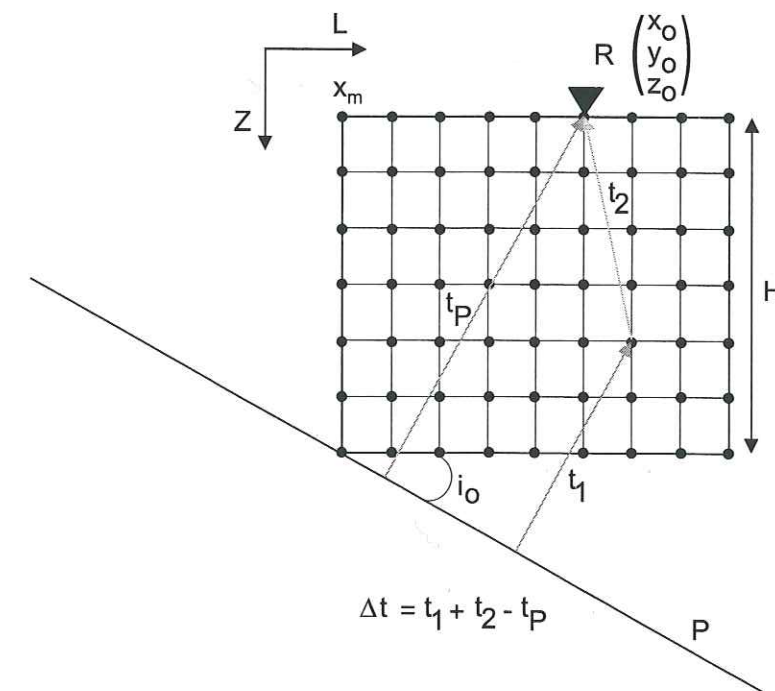


Figure 5.12: Schéma explicatif de la méthode d'inversion des sismogrammes en termes de points diffractants sous le point d'enregistrement. Le milieu est considéré comme homogène et isotrope. Celui-ci est décrit par une grille dont les noeuds sont des positions potentielles pour des perturbations locales des vitesses sismiques.

L'amplitude correspondant au délai Δt est relevée sur la fonction de transfert et associée au noeud. En agissant de la sorte, nous supposons que la diffraction est isotrope, ce qui n'est pas forcément correct. En effet, Forgues (1996) montre que dans un milieu élastique, les diffractions sur des hétérogénéités ponctuelles ont un rayonnement qui est fonction de l'éclairage par l'onde incidente du point diffractant et de la direction d'émission de l'onde diffractée. À ce stade de notre étude, nous ne tenons pas compte de ce diagramme de radiation par souci de simplification.

Pour un ensemble de fonctions de transfert nous sommes les amplitudes. Nous déterminons ainsi la fonction :

$$S(x, y, z) = \sum_{j=1}^n \sum_{r=1}^m H_{i,r}[\Delta t(x, y, z)]. \quad (5.12)$$

La fonction $H_{i,r}(t)$ représente la $i^{ème}$ fonction de transfert obtenue à la $r^{ème}$ station sismologique, $\Delta t(x, y, z)$ est le délai calculé au point (x, y, z) .

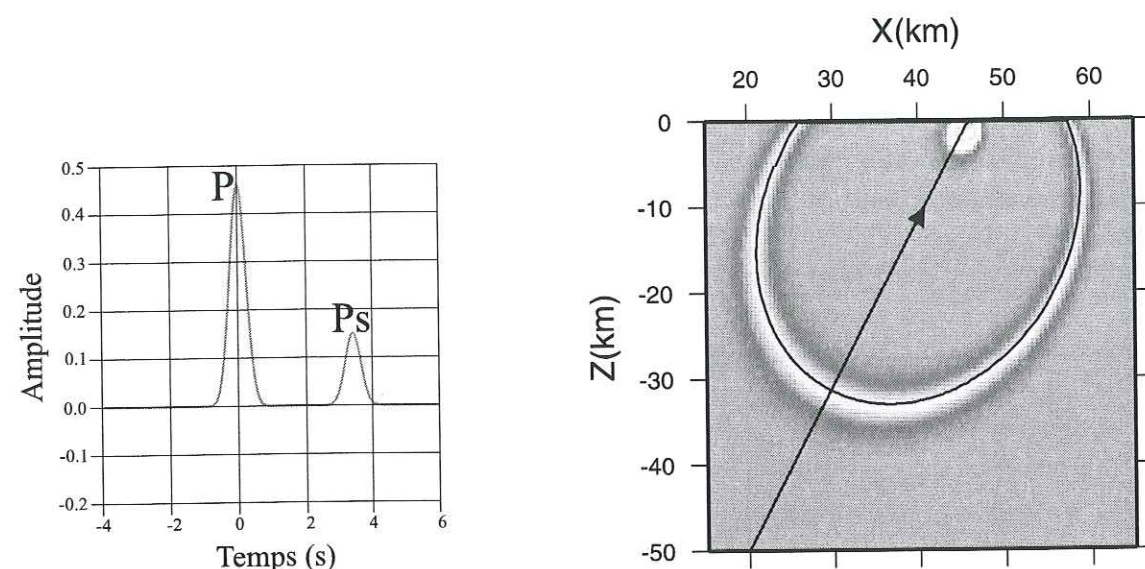


Figure 5.13: Comparaison entre l'isochrone de diffraction PS théorique et la grille de diffraction obtenue avec une fonction de transfert synthétique. Le délai entre la première arrivée et la seconde est de 3.34 secondes. Nous supposons que la vitesse moyenne des ondes P sous la station est de 6.4 km/sec et que celle des ondes S est de 3.7 km/s. L'onde P arrive à la station avec un angle de 20° avec la verticale. La fonction de transfert est présentée à gauche, une coupe selon le plan du rai de la grille de diffraction qui en est déduite est montrée à droite. Sur cette dernière, nous avons superposé l'isochrone théorique calculée avec les paramètres indiqués. Le premier niveau d'énergie que nous observons moins de cinq kilomètres sous la station correspond à la largeur du pic principal.

La figure 5.13 présente une coupe de la grille de diffraction dans le plan du rai. Pour estimer cette grille nous avons utilisé une fonction de transfert synthétique dans laquelle apparaît une phase 3.34 secondes après le pic principal. Cette phase secondaire est interprétée comme une onde diffractée PS par une perturbation de vitesse existante sous la station. Le milieu sous la station est caractérisé par une vitesse moyenne de 6.4 km/s pour les ondes P et 3.7 km/s pour les ondes S. Nous considérons un angle d'incidence de 20°.

Le diagramme obtenu montre deux zones d'énergie correspondant chacune à un pic de la fonction de départ. Directement sous la surface, nous observons l'effet de la largeur du pic principal qui se traduit par une amplitude non négligeable à moins de 5 kilomètres sous la station. L'amplitude de la phase secondaire se répartit le long d'une ellipse inclinée. Celle-ci est en accord avec l'isochrone théorique dont l'expression a été établie auparavant.

La figure 5.13 prouve qu'en considérant une radiation isotrope, un seul enregistrement ne permet pas de déterminer la position des points diffractants. Par contre, en tenant compte de plusieurs fonctions de transfert pour lesquelles l'onde P s'est propagée avec des directions différentes, il semble possible de repérer les éventuelles perturbations

de vitesse dans le milieu. Nous pouvons alors utiliser plusieurs enregistrements différents à une même station, cependant l'idéal est d'utiliser un réseau de stations sismologiques. En effet, seule l'intersection de différentes isochrones peut permettre de retrouver les points diffractants composant le milieu.

Pour illustrer l'utilisation d'un réseau de stations, nous faisons appel une fois de plus au calcul de sismogrammes synthétiques. Cette fois, nous considérons un milieu homogène sous les stations. Dans ce milieu est placée une perturbation de vitesse ponctuelle. Là encore, les synthétiques sont calculés à l'aide d'un tracé de rai. Afin de simplifier les résultats, nous ne considérons que les phases S générées par le point diffractant. De plus, l'amplitude de ces phases est arbitrairement très importante. Par contre, le diagramme de radiation déterminé par Forgues (1996) est respecté. Il est donné par :

$$W_{V_s, V_p, \rho}^{PS} = \left[-\frac{2V_s}{V_p} \sin(2\theta^{PS}) \right] \times \left[\frac{\delta V_s}{V_s} \right] - \left[\frac{V_s}{V_p} \sin(2\theta^{PS}) \right] \times \left[\frac{\delta \rho}{\rho} \right] - \frac{\delta \rho}{\rho} \sin \theta^{PS},$$

avec ρ , la densité du milieu de référence, V_s et V_p les vitesses sismiques. Les δV_s et $\delta \rho$ représentent les variations au niveau de la perturbation. L'angle de diffraction θ^{PS} est mesuré entre la direction du rai et la direction récepteur-point diffractant.

Le dispositif d'acquisition choisi est composé de trois stations formant un triangle isocèle (Fig. 5.14). Nous considérons un milieu formant un cube de dimension (40,40,50); l'origine du repère est placé en surface au centre du dispositif. Les coordonnées des trois stations sont de ce fait : (-5,5,0), (5,5,0) et (0,-5,0) pour **st1**, **st2** et **st3** respectivement. La perturbation de vitesse et de densité est insérée en (0,0,10). Pour les trois stations, nous calculons les sismogrammes synthétiques pour différentes directions d'arrivée de l'onde P. L'espace des azimuts est entièrement couvert avec un pas d'incrément de 30°. Deux séries de 12 synthétiques sont ainsi calculées. Pour la première série, l'angle d'incidence de l'onde P est de 15°. Pour la deuxième, nous avons choisi un angle de 25°. Nous avons représenté les composantes longitudinales des traces calculées aux trois stations sur la figure 5.14.

L'amplitude, la polarisation et le temps d'arrivée de la phase diffractée (notée Ps_d) varient selon l'azimut de l'onde P. On remarque que ces variations ont une période de 2π radians. Analysons les enregistrements obtenus pour la station **st3**. La composante longitudinale de la phase diffractée PS est positive pour les azimuts entre 0 et 180 degrés, négative lorsque l'onde P arrive par l'ouest. Cette composante est nulle pour les phases produites par les arrivées P du nord et du sud. L'amplitude est maximale pour les composantes d'azimut 90 et 270 degrés. Le temps d'arrivée de l'onde diffractée est le plus court pour un azimut de 90 degrés. Il est le plus long pour une direction d'arrivée de l'onde P opposée. L'écart de temps entre ces deux cas extrêmes est de 0.44 secondes pour une incidence de l'onde P de 15° et de 0.60 seconde pour une incidence de 25°.

À partir du jeu de sismogrammes synthétiques nous calculons la grille de diffraction du milieu. Les résultats sont reportés sur la figure 5.15. Trois tests ont été effectués. Dans le premier, nous considérons un seul enregistrement simultanément aux trois stations. Le second est déterminé à partir d'une seule station (**st1**) et les 24 synthétiques. Dans le

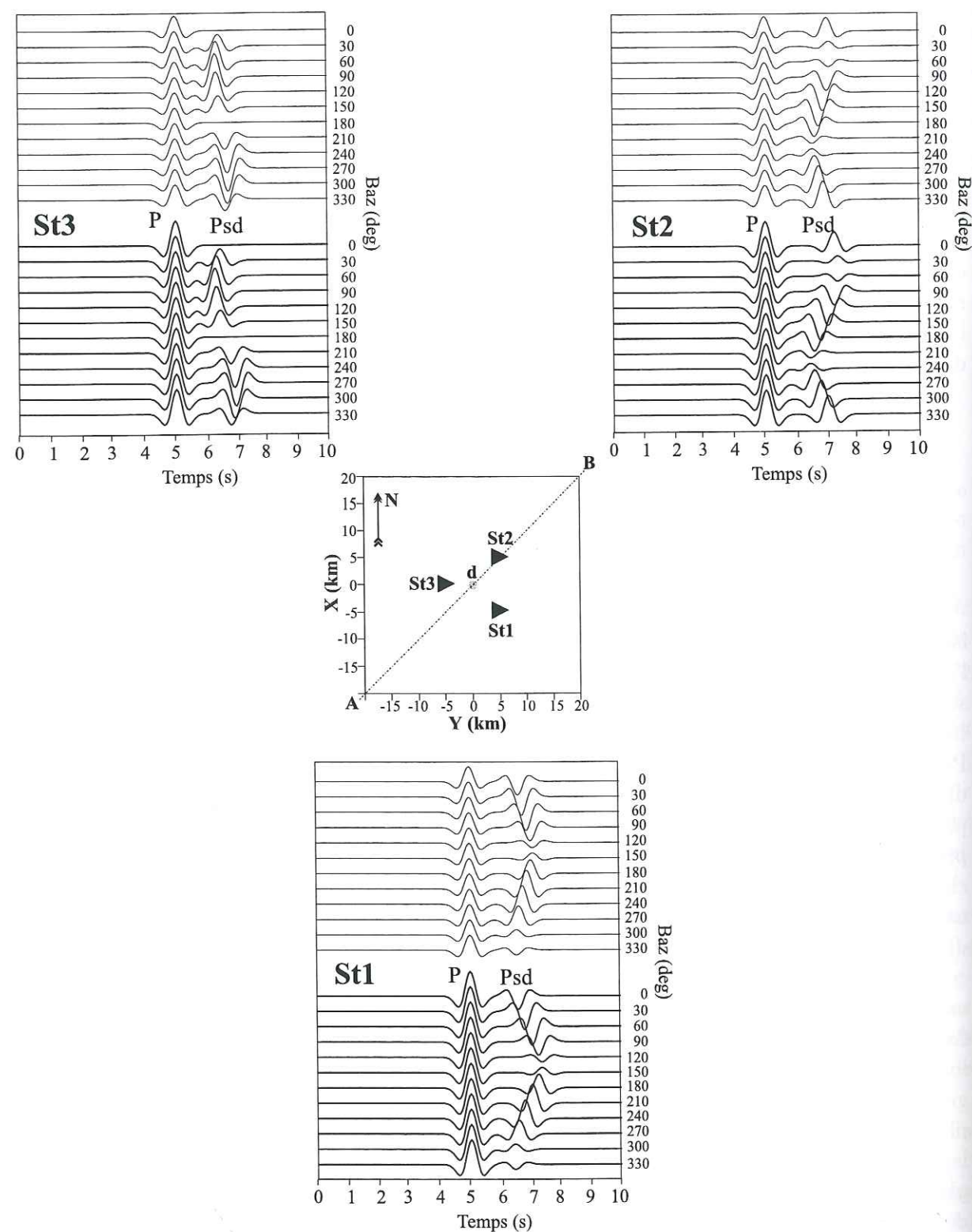


Figure 5.14: Sismogrammes (composante longitudinale) synthétiques modélisant une diffraction unique PS dans un milieu homogène. La géométrie d'acquisition est représentée au centre. Le réseau de capteurs est formé par trois stations (triangles noirs) qui entourent le point diffractant (disque gris). Pour chaque station nous calculons les sismogrammes pour différentes directions d'arrivée de l'onde P et pour deux angles d'incidence. Les courbes en trait fin correspondent aux enregistrements dans lesquels l'angle d'incidence de la P est de 15° , les enregistrements tracés en trait plus épais sont ceux des phases P ayant un angle d'incidence de 25° . L'onde P directe est notée tandis que la phase diffractée PS est marquée Psd.

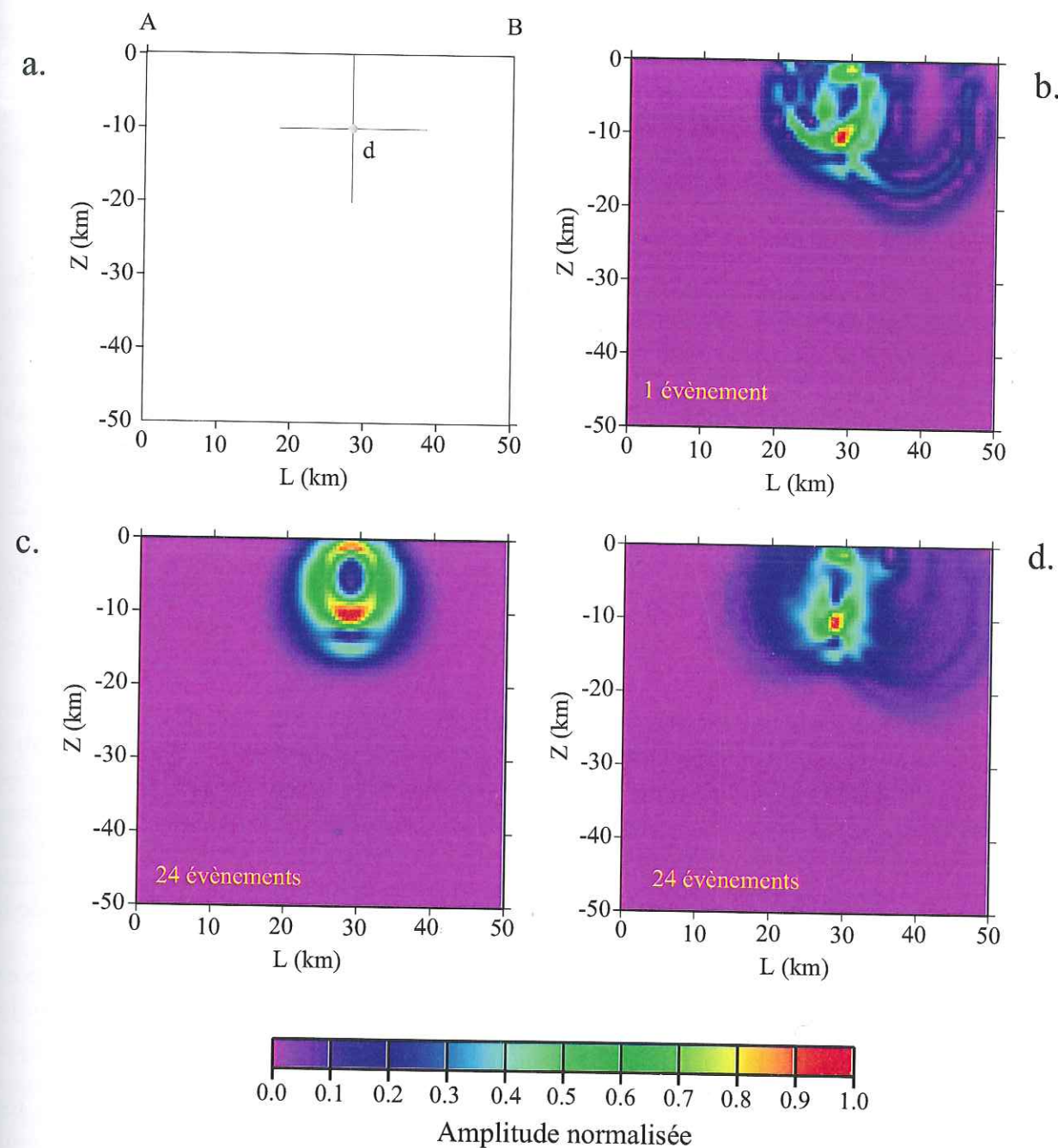


Figure 5.15: Coupe verticale dans la grille de diffraction. Le profil (AB) est celui défini dans la figure précédente. a.: Position du point diffractant dans le milieu homogène. La vitesse P est de 6.4 km/s, celle de ondes S de 3.7 km/s. b.: Grille de diffraction déterminée à partir d'un seul enregistrement par station. L'onde P éclaire le milieu par le Nord. c.: Grille calculée en considérant 24 événements à la station st1 seule. d.: Section issue du calcul prenant en compte les 24 sismogrammes aux trois stations.

dernier cas, tous les enregistrements et toutes les stations sont pris en compte. Dans tous les cas, afin de ne pas perdre de l'information par sommation de pulses négatifs et positifs, nous nous intéressons aux fonctions données par la relation :

$$H(t) = \sqrt{L^2(t) + T^2(t)}, \quad (5.13)$$

où L et T sont composantes longitudinale et transverse respectivement. La prise en compte de la composante transverse des sismogrammes permet de ne pas s'enquérir de la variation d'amplitude de la phase diffractée en fonction de sa direction d'arrivée à la station.

La figure 5.15 présente pour les trois cas un profil normalisé au travers de la grille. Ce profil (AB) est une diagonale et est visible figure 5.14. Sur ce profil, la perturbation est positionnée au point de coordonnées (28;28;10).

Dans tous les cas la position du point diffractant est retrouvée. Elle est localisée au point de plus forte amplitude de la grille, c'est-à-dire là où on trouve une valeur égale à 1. Par contre, lorsque nous utilisons une seule station, la précision obtenue est moins bonne. Un seul enregistrement aux trois stations permet déjà la localisation de la perturbation de vitesse. Nous parvenons au meilleur résultat en utilisant l'ensemble des données.

La technique d'inversion décrite ici permet ainsi de retrouver à partir des synthétiques les perturbations de vitesse ponctuelles dans le modèle. Elle permet en outre de retrouver les interfaces dans un milieu au travers des conversions PS qui y sont produites.

Prenons le cas par exemple d'une discontinuité plane à 30 kilomètres de profondeur. Elle sépare un demi-espace homogène dans lequel la vitesse des ondes P est de 8.1 km/s d'une couche homogène où la vitesse P vaut 6.4 km/s. Le rapport de vitesse V_p/V_s est le même dans tout le modèle. Nous avons choisi une valeur de 1.70 (Fig. 5.16). Considérons un profil de stations est-ouest enregistrant simultanément une onde P et sa coda provenant d'un séisme situé dans la direction $N10^\circ$ par rapport à la station. Les fonctions de transfert sont calculées par la méthode de tracé de rai précédemment utilisée. Seule la phase convertie PS sur la discontinuité est modélisée. Le modèle étant tabulaire, les fonctions de transfert obtenues pour les quarante stations sont semblables. Le décalage observé entre l'onde P et sa convertie est de 3.4 secondes (Fig. 5.16).

Dans ce cas très simple, l'interface se dessine déjà clairement sur la section des fonctions de transfert (Fig. 5.16). Le calcul de la grille de diffraction va cependant nous permettre de passer du domaine (x, t) au domaine (x, z) . Ceci est bien sûr possible car nous connaissons la vitesse du milieu. En utilisant une vitesse moyenne pour tout le modèle de 7.13 km/s pour les ondes P et 4.23 km/s pour les ondes S , nous obtenons la section proposée figure 5.17c. L'amplitude maximale sur cette coupe normalisée avoisine 0.90. Dans ces conditions, l'interface est repositionnée à une profondeur de 29 ± 2 kilomètres.

Ce résultat, même très bon, peut être amélioré. En effet dans ce cas précis, nous pouvons introduire une contrainte supplémentaire : la loi de Snell-Descartes. Cette loi

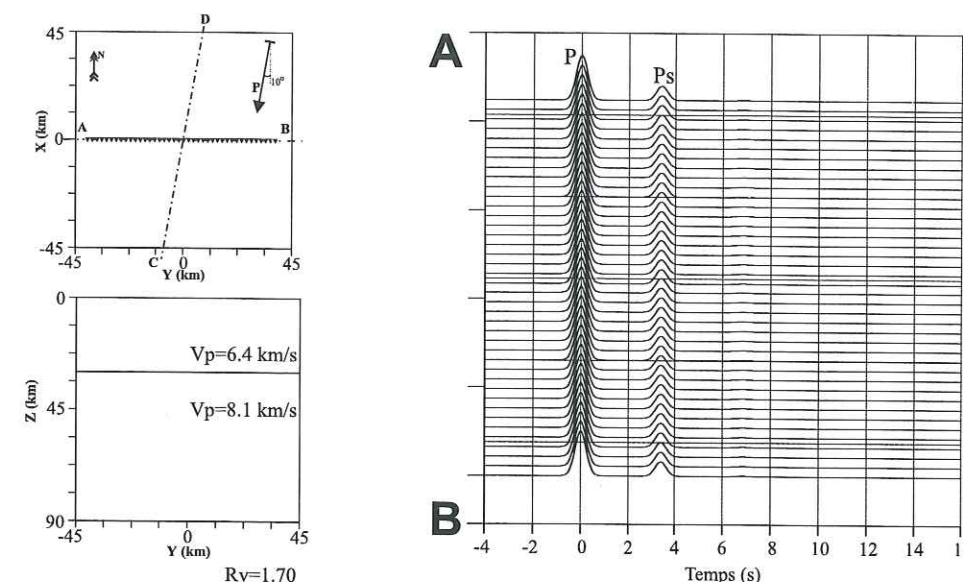


Figure 5.16: *Modèle et fonctions de transfert synthétiques associées. Le milieu est composé d'une couche reposant sur une demi-espace homogène. Le système d'acquisition est un profil EW de 78 km de longueur formé par 40 stations. L'onde P incidente éclaire la structure depuis la direction $N10^\circ$. À gauche sont représentées les fonctions de transfert obtenues à chaque station. Le milieu étant tabulaire, toutes les fonctions de transfert sont les mêmes. L'onde convertie PS au passage de l'interface arrive à chaque station 3.4 secondes après l'onde P .*

relie les angles d'incidence de l'onde P et de la convertie sur l'interface. Nous nous servons de ce critère angulaire, différent du diagramme de rayonnement des ondes diffractées de Forgues (1996), afin de focaliser l'énergie sur l'isochrone elliptique. Les diagrammes **a** et **b** de la figure 5.17 illustrent cette focalisation. Ces deux sections sont faites le long d'un profil dans la direction de l'arrivée de l'onde P . Seule la fonction de transfert de la station au centre du dispositif d'acquisition est prise en compte. La figure 5.17a montrent l'ellipse de diffraction et se rapproche de la figure 5.13. Dans cette figure, l'énergie relevée sur la trace synthétique se répartit de façon homogène le long de l'isochrone. Quand on applique le critère de Snell-Descartes, c'est-à-dire lorsque l'on privilégie la section de la courbe permettant le respect de ce critère par un système de pondération, on obtient la figure 5.17b. Dans ce cas, seule une petite partie de l'ellipse reste visible.

À l'aide de cette modification nous déterminons la grille de diffraction pour tout le profil. La section résultante est présentée figure 5.17d. Cette fois, la profondeur de l'interface lue sur la coupe est de 30 ± 2 km. et le maximum relevé est de 1. Nous retrouvons ici exactement la profondeur de l'interface dans le modèle. La correction apportée par la prise en compte de la loi de Snell-Descartes dépend de la direction d'arrivée de l'onde incidente par rapport au profil. Ainsi, quand les deux directions coïncident, la correction est minime tandis qu'elle est maximum lorsque l'onde P arrive perpendiculairement au profil.

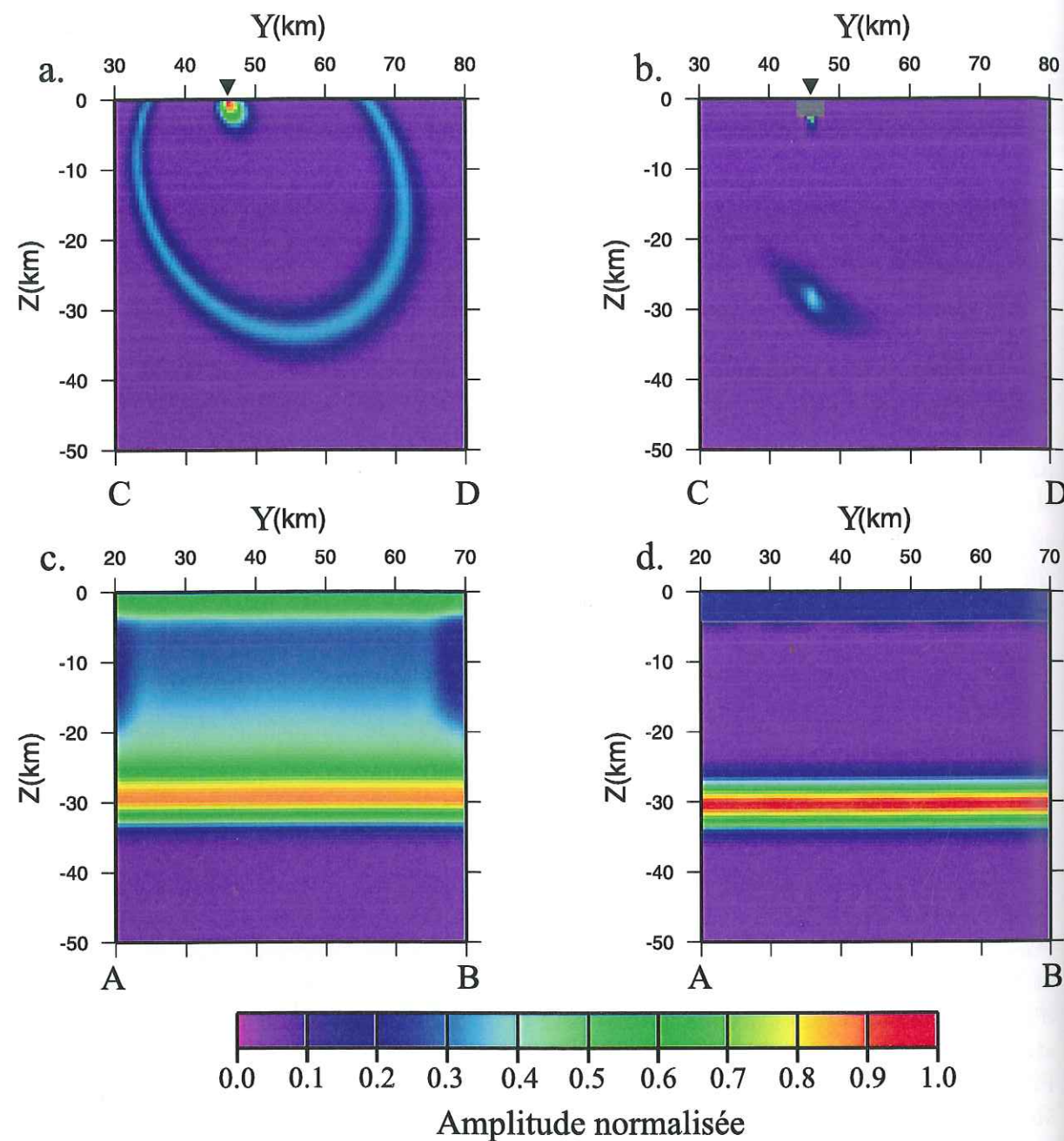


Figure 5.17: Sections verticales au travers de la grille de diffraction. En haut profil (CD), on ne considère qu'une seule station. En bas, le profil (AB) correspond à celui des stations (Fig. 5.16). (a., c.) Sections brutes. (b., d.) Résultats en tenant compte de la loi de Snell-Descartes.

Nous voyons ainsi se profiler une nouvelle technique de modélisation des interfaces sous un profil de stations sismologiques. La grille de diffraction semble effectivement être un moyen efficace pour imager les structures crustales. Ceci est d'autant plus vrai que nous pouvons tenir compte d'un certain pendage de l'interface recherchée. Cependant, il faut regretter la nécessité d'avoir des *a priori* assez forts sur le milieu étudié. En effet, pour une bonne focalisation des amplitudes, nous avons besoin de connaître par une

source indépendante la vitesse moyenne (du type RMS) des ondes sismiques dans le milieu. D'autre part, les cas examinés ici sont très simples. Lorsque nous nous intéressons à la forme complète de la coda, il faut tenter de séparer d'une part les effets diffractants des conversions aux interfaces et d'autre part les conversions simples des réflexions multiples.

Le modèle utilisé pour le calcul des synthétiques complets est une combinaison des modèles présentés figures 5.14 et 5.16. Le champ de déplacement dans le milieu est décomposé de manière à traduire l'apport séparé des phases converties aux discontinuités du modèle et celui des perturbations de vitesse plus locales (formant les points diffractants). La fonction de transfert s'exprime alors sous la forme :

$$h(t) = h_1(t) + \epsilon h_2(t) . \quad (5.14)$$

C'est la sommation de la fonction de transfert relative aux conversions de phases ($h_1(t)$) et de celle liée à la partie diffractante du milieu ($h_2(t)$). Le coefficient ϵ permet de moduler l'influence des phases diffractées par rapport aux conversions.

Nous prenons en compte les fonctions de transfert calculées à trois stations placées selon la géométrie de la figure 5.14. Pour chaque station, 12 enregistrements sont modélisés. L'incidence de l'onde P est commune aux 12 synthétiques. Nous avons pris 25° . L'azimut d'arrivée de l'onde varie de 0° à 330° avec un pas de 30° .

La figure 5.18 présente les résultats obtenus dans trois cas différents. Dans un premier temps, nous n'avons pas tenu compte de la phase diffractée dans le calcul des fonctions de transfert aux stations. Pour cela, le coefficient ϵ dans l'équation 5.14 est nul. La phase convertie sur la discontinuité se situant à 30 kilomètres de profondeur est clairement visible sur les synthétiques près de 3.4 secondes après l'onde P. Cette interface est bien marquée dans la coupe verticale de la grille de diffraction correspondante (Fig. 5.18a). Cette section au travers de la grille se fait selon un profil identique à celui de la figure 5.14. L'interface sous le réseau de stations laisse une marque très large dans la coupe et sa profondeur est sous-estimée car nous avons sous-évalué intentionnellement la vitesse moyenne du milieu. Effectivement, dans l'inversion nous avons utilisé une vitesse P de 6.4 km/s correspondant à la vitesse de ces ondes dans la couche superficielle. La vitesse des ondes dans le demi-espace homogène étant de 8.1 km/s, nous sous-estimons la valeur moyenne de la vitesse dans la grille de diffraction.

Pour le second test, nous considérons que la perturbation de vitesse à 10 kilomètres sous le réseau engendre une phase diffractée PS dont l'amplitude est inférieure à la phase P convertie S sur l'interface plus profonde (Fig. 5.18b). Dans ce cas, la trace de l'interface à la base de la couche reste inchangée sur la coupe. Par contre, nous voyons apparaître avec une amplitude plus modérée le point diffractant bien relocalisé à 10 kilomètres sous la surface. Sur cette section normalisée, l'amplitude qui marque ce point avoisine 0.7 seulement. Il ne ressort ainsi que faiblement et pourrait être négligé.

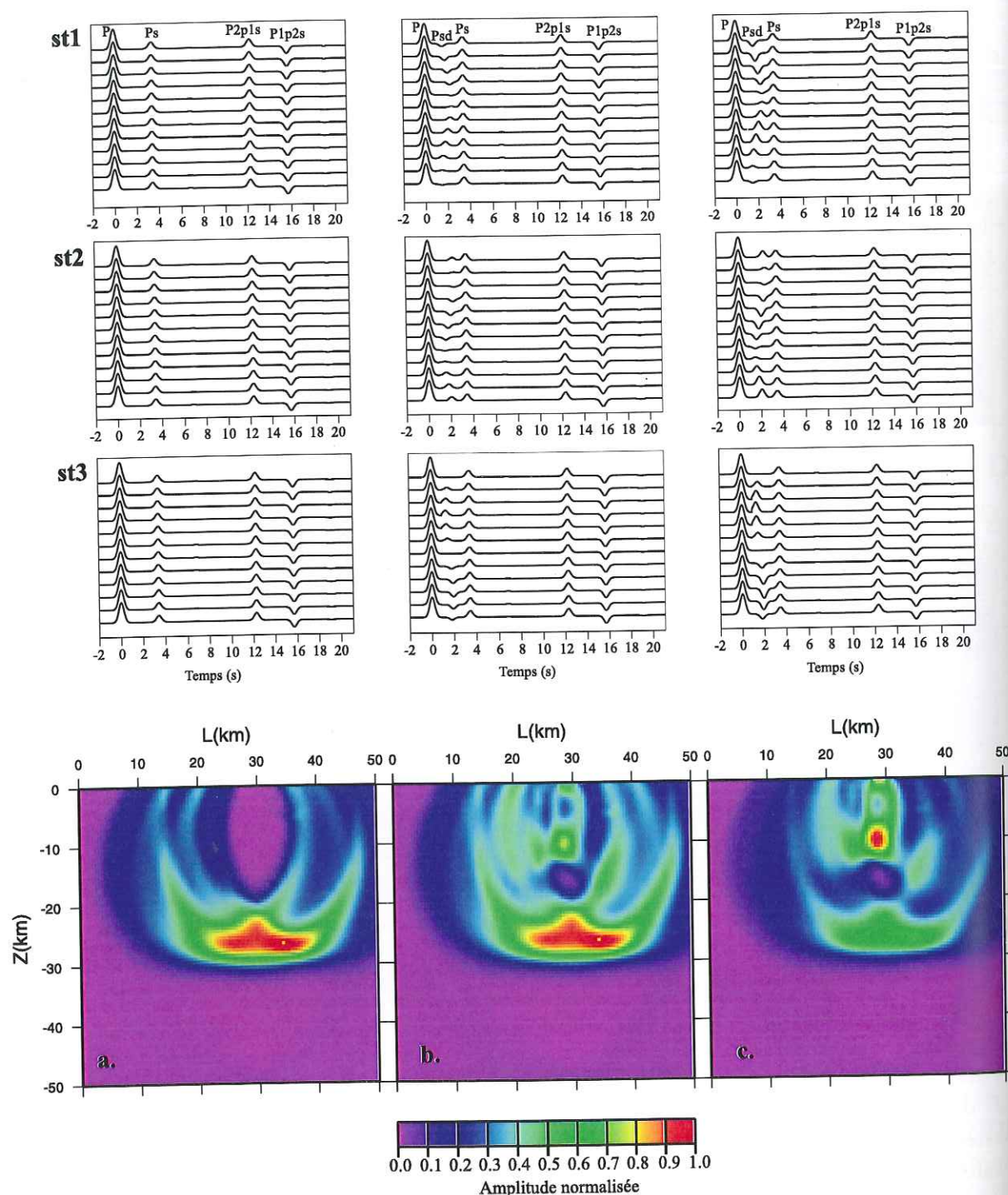


Figure 5.18: Grilles de diffractions pour une forme d'onde complète, phases converties et diffractées. Le modèle utilisé pour le calcul des synthétiques est une combinaison des modèles présentés figures 5.14 et 5.16. Nous prenons en compte les fonctions de transfert calculées à trois stations placées selon la géométrie de la figure 5.14. Pour chaque station, 12 enregistrements sont calculés. Voir le texte pour leurs caractéristiques. La notation des phases est conforme à celle précédemment employée. Sous chaque série de traces se trouve les coupes résultant de l'inversion. a.: Modèle ne tenant pas compte de la perturbation de vitesse locale. b.: La perturbation de vitesse est petite par rapport au saut de vitesse à travers l'interface. c.: La perturbation de vitesse est plus importante que le saut de vitesse à travers l'interface.

Finalement, lorsque l'amplitude de la phase diffractée est suffisamment importante, sa trace dans la grille de diffraction est conséquente et domine les autres contributions (Fig. 5.18c). Dans ce cas, le point diffractant est très bien défini et c'est l'amplitude liée à l'interface plane qui s'atténue.

Dans les trois cas, les phases issues des réflexions multiples sont trop tardives pour influencer l'inversion. Il faut remarquer cependant que les interfaces moins profondes peuvent produire des réverbérations dont le temps de propagation est suffisamment court pour leur permettre d'apparaître dans la grille de diffraction. Dans ce cas, ces phases sont vues de la même manière que la phase convertie PS et nous risquons d'en déduire des interfaces qui n'existent pas.

D'autre part, sur les coupes, les phases diffractée et convertie ne présentent pas les mêmes réponses. La trace associée à la phase convertie est marquée par une certaine largeur tandis que celle de la phase diffractée est plus concentrée. Avec un tel dispositif d'acquisition, l'inversion ne permet pas de focaliser l'énergie convertie sur l'interface très finement, ce qui nous permet de la distinguer de l'énergie diffractée.

Chapitre 6

Cas d'une structure tabulaire : Tamanrasset

La station sismologique TAM est située dans le massif volcanique du Hoggar dans le sud de l'Algérie. Ces coordonnées sont données dans le tableau 6.1. C'est une station large bande appartenant au réseau français GEOSCOPE qui est opérationnelle depuis le 11 mars 1990. Sur près de dix ans de fonctionnement, nous avons pu traiter 109 enregistrements satisfaisants aux critères de sélection des fonctions de transfert, à savoir, une distance épacentrale comprise entre 30 et 90 degrés et une magnitude suffisante pour permettre un rapport signal/bruit suffisamment fort.

Latitude	Longitude	Élevation (m)	prof. capteur (m)
22.791 N	5.527 E	1377	2

Tableau 6.1: Coordonnées de la station TAM.

Plusieurs publications récentes ont utilisées les données de cette station permanente. Sandvol *et al.* (1998) ont utilisé une recherche de grille pour modéliser des fonctions de transfert obtenues à plusieurs stations sismologiques situées en Afrique du nord et au Moyen-Orient. Leur résultat pour la station TAM montre un modèle très simple formé de quatre couches avec une profondeur du Moho à 38 kilomètres. D'après ces auteurs, la structure crustale entourant la station est très homogène malgré sa situation proche d'un massif volcanique très important : le Hoggar. Ce massif serait lié à un point chaud, mais d'après les auteurs, celui-ci n'aurait pas altéré significativement la croûte sur son passage.

La simplicité de la forme des fonctions obtenues par ces auteurs nous ont poussé à utiliser les données de cette station pour illustrer l'utilisation que nous allons faire des fonctions de transfert.

6.1 Les données

La répartition des séismes dont les enregistrements à la station TAM ont été utilisés est représentée sur la figure 6.1. La localisation de la station permet de considérer les tremblements de terre sud américains, de la ride médio-atlantique, d'Afrique ainsi que ceux ayant lieu en Asie mineure et centrale pour le calcul des fonctions de transfert. La position de cette station nous assure ainsi une bonne couverture azimutale des arrivées enregistrées. D'autre part, les séismes sélectionnés ont une distance épicentrale comprise entre 28 et 91 degrés, ce qui permet un échantillonnage optimal de l'espace des paramètres de rai.

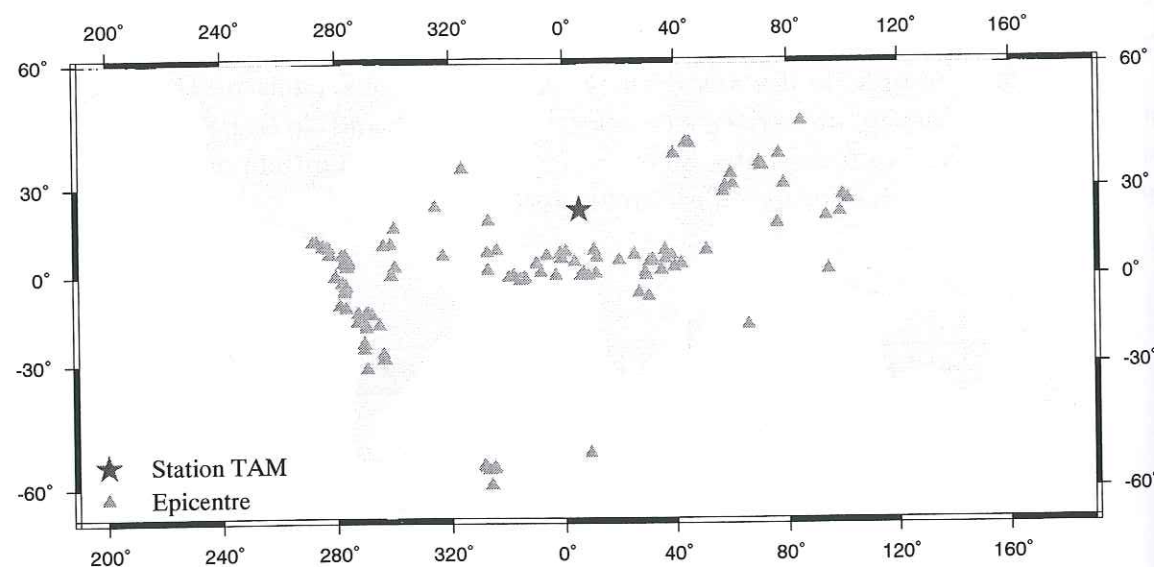


Figure 6.1: Répartitions des téléscismes enregistrés à la station TAM entre 1990 et 1999.

Afin d'apprécier la bonne distribution des événements analysés, nous les avons reportés dans un diagramme donnant le paramètre de rai des ondes P en fonction de leur direction d'arrivée à la station (Fig. 6.2). Il ressort de ce graphique deux directions théoriques d'arrivée privilégiées : entre 40 et 100 degrés d'une part et de 230 à 300 degrés d'autre part. Pour ces deux intervalles d'azimut, la gamme de paramètre de rai couverte s'étend de 0.041 à 0.082 s/km. De nombreux séismes sud-américains de magnitude supérieure à 6.0 ont été enregistrés. Ils forment un groupe compact dans le diagramme entre 230 et 290 degrés pour des paramètres de rai allant de 0.041 à 0.050.

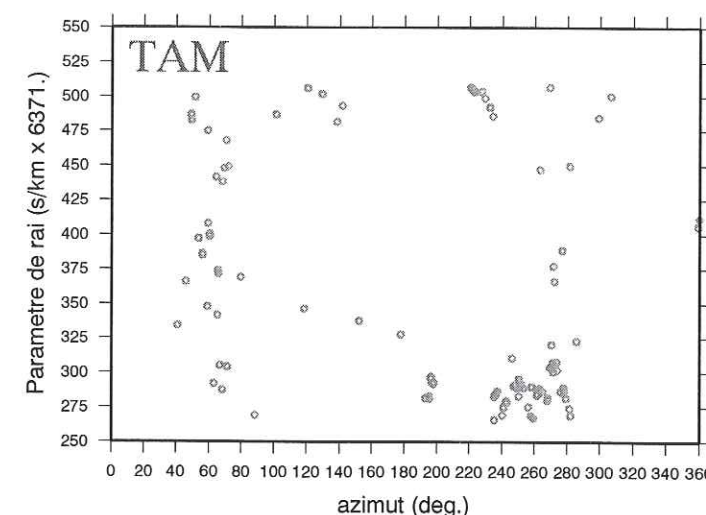


Figure 6.2: Distribution des paramètres de rai associés aux phases P analysées selon l'azimut d'arrivée de l'onde.

6.2 Fonctions de transfert

Depuis la mise en route de la station à Tamanrasset, plus de 180 séismes de magnitude supérieure à 6.0 ont eu lieu entre 30 et 90 degrés de distance de la station. De tous ces événements, seuls 109 ont abouti au calcul de fonctions de transfert. En effet, certains enregistrements se sont avérés de qualité insuffisante ou bien n'étaient pas présent dans la liste des données disponibles.

Un premier exemple d'enregistrement est montré sur la figure 6.3. Il s'agit d'un séisme péruvien datant de 1990. Sa magnitude est de 6.3 et la profondeur du foyer est estimée à 40 kilomètres. La distance épicentrale associée au sismogramme est de 85,7 degrés, l'azimut à la station est égale 261,7 degrés et dans le modèle de Terre sphérique Iasp91, le paramètre de rai de l'onde P est évalué à 0.044 s/km.

La figure 6.3 regroupe les trois composantes verticale, longitudinale et transverse de l'onde P et de sa coda. Cent-dix secondes de signal sont visualisées avec un pas d'échantillonnage de 0.128 secondes. Cet enregistrement fait preuve d'un rapport signal/bruit excellent qui est caractéristique des signaux acquis par la station de Tamanrasset. Celle-ci bénéficie en effet d'une installation et d'une situation permettant des enregistrements de très haute qualité, peu pollués par des signaux parasites. D'autre part, nous remarquons également que la composante transverse est presque nulle, ce qui est conforme aux modèles de Terre simples présentant une symétrie sphérique. La composante longitudinale par contre présente une amplitude assez significative. Les 25 premières secondes, après le début des arrivées, des composantes verticale et longitudinale (c'est-à-dire entre 15 et 40 secondes sur l'extrait montré), sont assez semblables, à un facteur d'échelle près. Nous pouvons observer ceci car l'onde P sous la station n'est pas purement verti-

cale et donc s'enregistre en partie sur la composante longitudinale, masquant les phases converties PS générées par les discontinuités de vitesse sous la station sismologique. Pour différencier les phases converties, il est donc nécessaire de calculer la fonction de transfert associée à ce sismogramme.

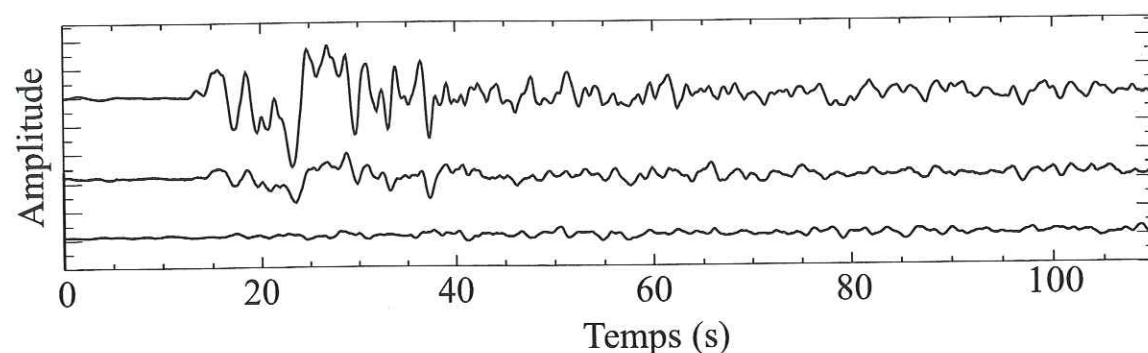


Figure 6.3: Extrait de l'enregistrement à la station TAM du séisme péruvien du 30 mai 1990 à 2:34:07 UTC. La trace supérieure correspond à la composante verticale, celle du milieu à la longitudinale et celle du bas à la composante transverse. Les signaux ont été filtrés par un filtre passe-bas Butterworth de degrés 2 dont la fréquence de coupure est égale à 2 Hz.

Le résultat de la déconvolution de la composante longitudinale du sismogramme de la figure 6.3 par la composante verticale correspondante, en fonction du facteur de damping est présenté sur la figure 6.4. Les facteurs de seuillage des valeurs singulières utilisés, exprimés en pourcentage du maximum de ces valeurs, vont de 0.001% à 30%. Nous avons choisi de dessiner 55 secondes du résultat obtenu. La composante verticale a été préalablement décalée de 100 échantillons, soit 12.8 secondes. Ce décalage permet d'observer un pic principal dans les 25 traces de la figure 6.4. Celui-ci permet de positionner la phase *P* par rapport aux autres phases composant le signal. Les fonctions résultant de la déconvolution sont assez proches des cas théoriques du chapitre 3. Plus le facteur de seuillage des valeurs singulières est grand et plus la fonction de transfert est lissée. Nous remarquons également que pour les seuils les plus bas, aucun pic secondaire ne ressort après le pic principal. Ce n'est qu'à partir 0.05% de seuillage que la fonction de transfert s'organise en succession de pics clairement identifiables dans la fonction. Il faut cependant augmenter encore un peu le seuil des valeurs singulières pour améliorer la stabilisation du résultat de la déconvolution et faire disparaître les oscillations secondaires non significatives. Nous choisissons alors comme résultat final, la fonction obtenue à l'aide d'un facteur de seuillage de 5%. Le signal lié à la phase convertie sur le Moho se distingue alors très nettement 3,9 secondes après le pic principal.

Le deuxième exemple de traitement présenté est effectué à partir d'un enregistrement datant de 1990 également. Cette fois, le séisme est plus proche de la station, 37.9 degrés de distance épicentrale, mais la direction d'arrivée théorique des phases majeures est assez proche de celle rencontrée précédemment : 299.1 degrés. Le tremblement de terre en question est situé au niveau la ride médio-atlantique. La profondeur de son foyer est

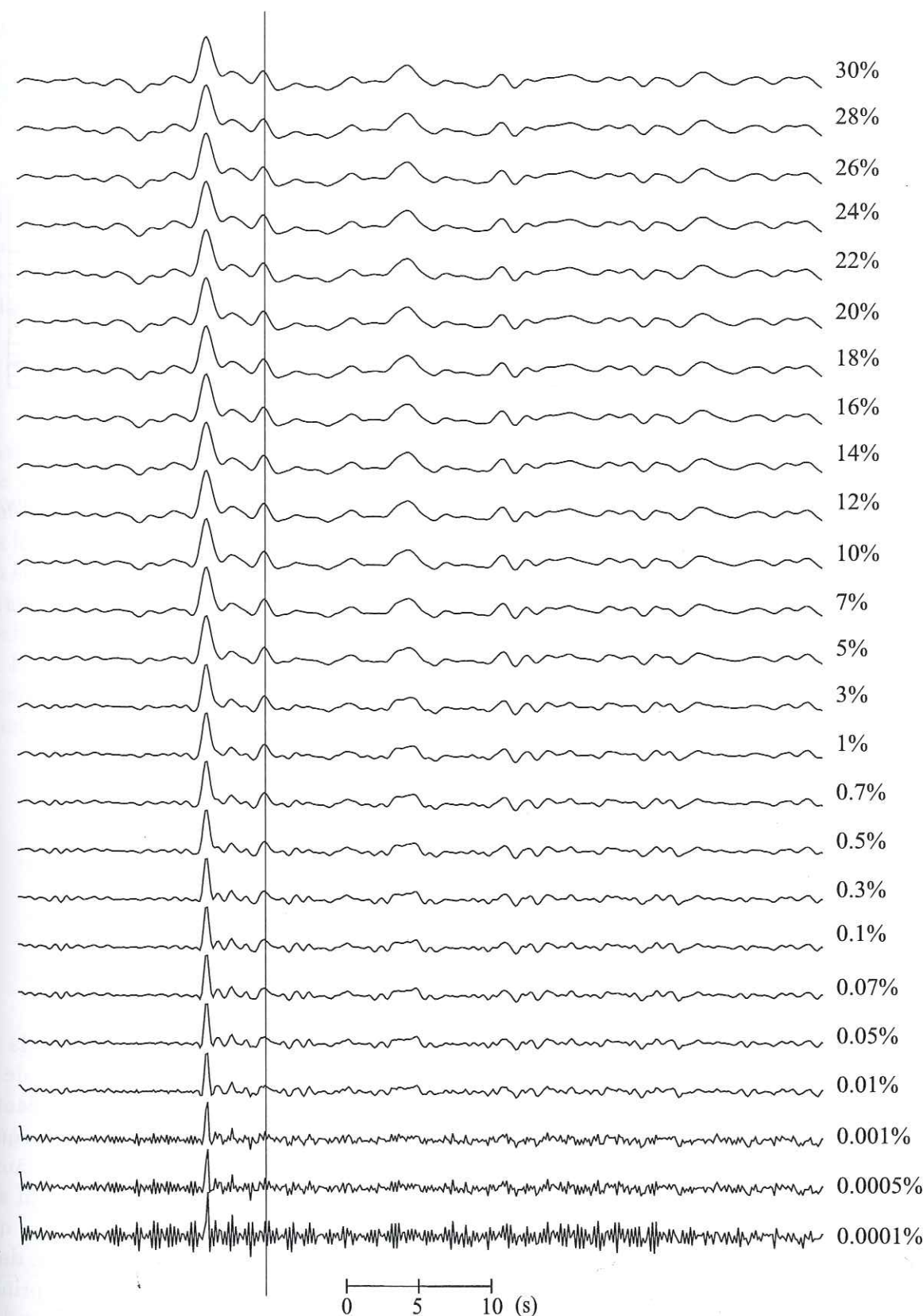


Figure 6.4: Résultats de la déconvolution de la composante longitudinale par la composante verticale du sismogramme selon le facteur de seuillage utilisé. La valeur de ce facteur est indiqué à droite des traces. Le trait vertical marque la position du pic associé à la conversion PS sur le Moho. Ce pic n'apparaît qu'à partir d'un certain seuil des valeurs singulières. La solution de la déconvolution choisie est celle obtenue avec un facteur de 5%.

moins importante que celle de l'événement survenu au Pérou. Elle est donnée par les tables de sismicité mondiale égale à 10 kilomètres. La magnitude de ce séisme est de 6.1. Comme la distance épacentrale est plus petite, le paramètre de rai de l'onde P est plus grand. Nous l'évaluons dans le modèle Iasp91 et trouvons une valeur de 0.076 s/km.

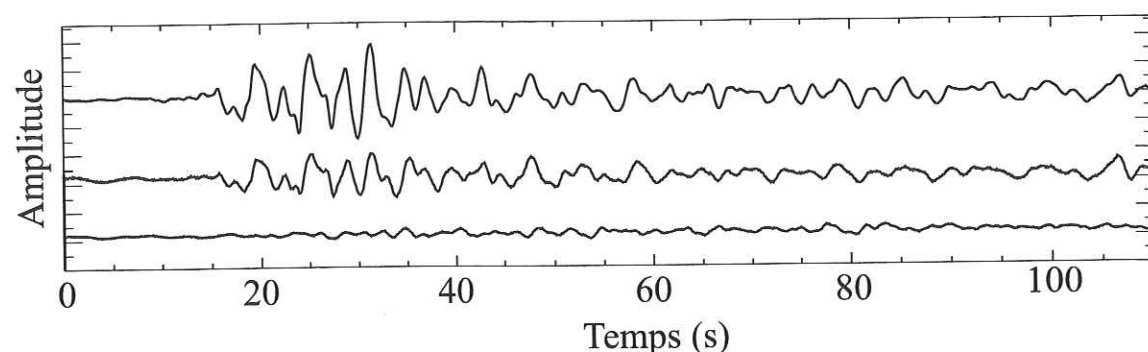


Figure 6.5: Extrait de l'enregistrement à la station TAM du séisme du 14 août 1990 à 21:46:11 UTC. Un filtrage identique au premier cas a été appliqué.

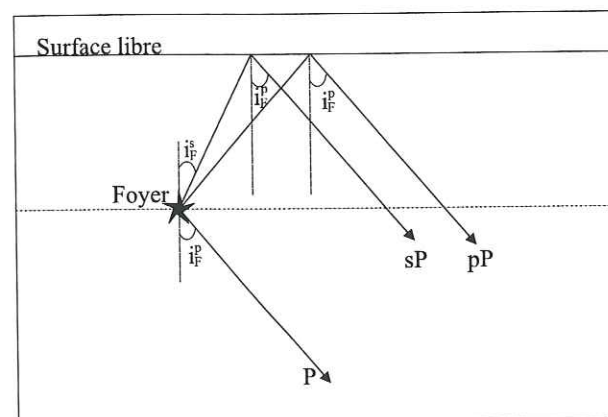


Figure 6.6: Création des ondes pP et sP au voisinage de la source.

Les composantes du sismogramme dans le repère (Z,L,T) sont tracées sur la figure 6.5. Une nouvelle fois, la composante transverse est quasi-nulle et le début de la composante longitudinale ressemble beaucoup à la composante verticale correspondante. Ce séisme étant un décrochement, sa fonction source est très complexe. C'est pourquoi les premières secondes de signal que nous observons sur les composantes Z et L sont aussi compliquées. Le comportement du résultat de la déconvolution en fonction du seuil appliqué aux valeurs singulières diffère par rapport au cas précédent (Fig. 6.7). Alors que dans le premier exemple, le signal avant le pic principal était négligeable (Fig. 6.4), dans ce nouveau cas, nous constatons l'apparition d'un pic 6.08 secondes avant le pic principal. Ce signal se distingue nettement dès 1% de seuil et ne cesse de grandir quand le facteur de seuillage augmente. Symétriquement au pic principal, nous retrouvons un pic secondaire 6.08 secondes après le pic principal. Le comportement de cette phase suit celui du pic précédent le pic associé à la phase P . Un tel couplage a déjà été observé dans le

chapitre 3, pour des sismogrammes synthétiques (Fig. 3.12). Il est interprété comme la signature d'une phase sP ou pP dans les enregistrements (Fig. 6.6). L'amplitude de cette phase étant assez importante, il s'agit plutôt d'une phase sP .

Afin de vérifier cette assertion pour ce cas réel, un rapide calcul peut être fait. Dans le modèle Iasp91, l'incidence au foyer (i_F) des ondes P et sP , pour une distance épacentrale et une profondeur de foyer correspondant aux caractéristiques de cet événement, sont proches de 27° et 15° respectivement (l'onde sP partant vers le "haut" et l'onde P vers le "bas"). La différence de temps de propagation entre l'onde P et la phase sP s'exprime alors simplement par la relation :

$$\delta t = \frac{h}{V_P} \times \left(\frac{Rv}{\cos i_F^s} + \frac{1}{\cos i_F^p} \right). \quad (6.1)$$

Avec une vitesse des ondes P moyenne de 6.4 km/s et un rapport de vitesse $Rv = V_P/V_S$ de 1.75, nous obtenons une profondeur de foyer $h = 13.3 \text{ km}$, proche de celle donnée par les tables mondiales (CNSS). Cette adéquation nous pousse à conclure que le signal parasitant la fonction de transfert dérivée de cet enregistrement est bien lié à une phase P réfléchie à la surface proche de la source du séisme. Pour limiter son importance dans la fonction de transfert, nous pouvons cependant considérer un seuil des valeurs singulières suffisamment petit. C'est pourquoi, nous choisissons pour cet exemple de limiter les valeurs singulières à 1% de la valeur maximale. Dans ce cas, la signature de la phase sP reste négligeable mais le pic associé à l'onde convertie sur le Moho est bien identifiable 4.1 secondes après l'onde P directe.

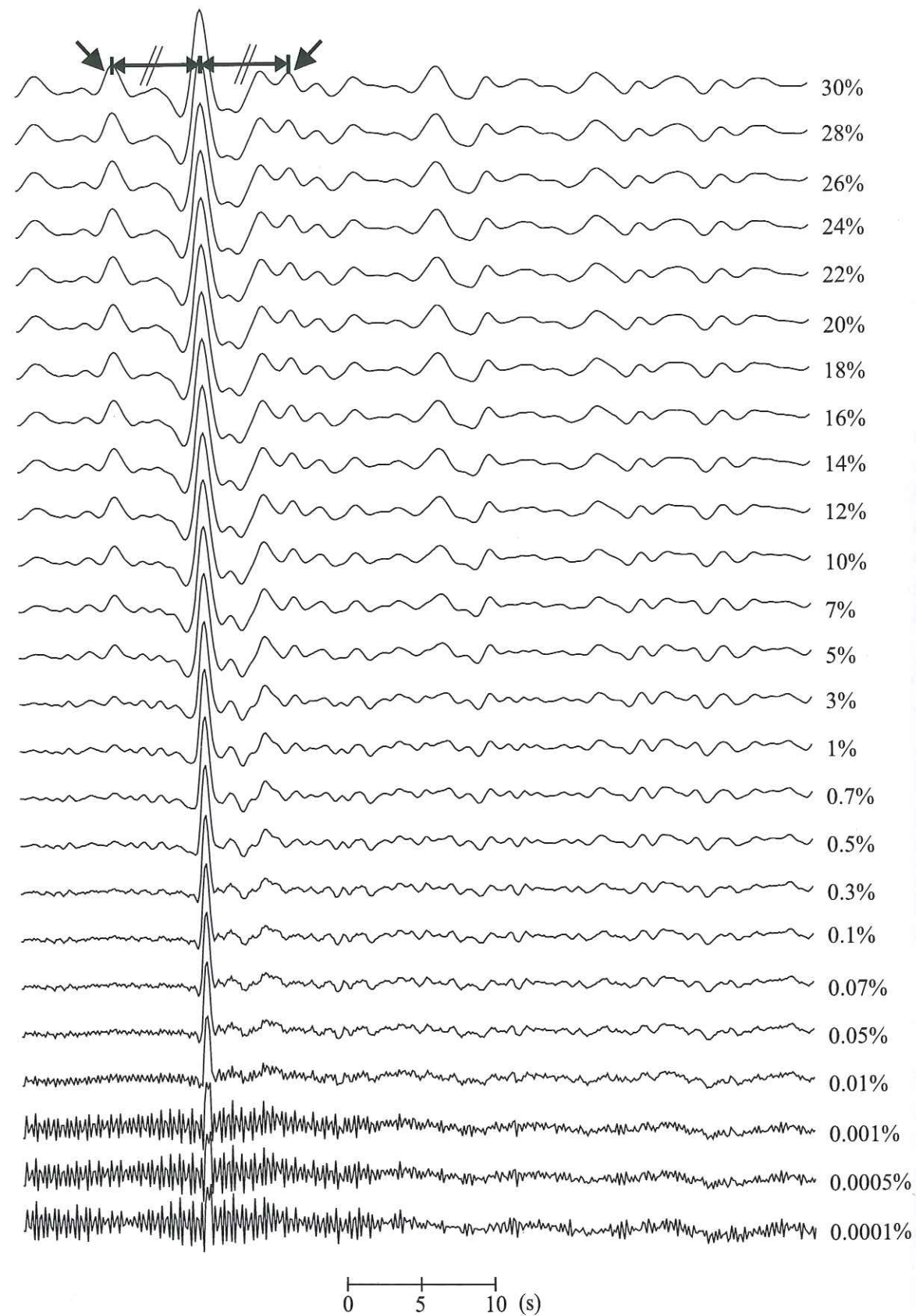


Figure 6.7: Même représentation du résultat de la déconvolution que pour la figure 6.4. Cette fois, une phase parasite existe à 6.08 secondes avant et après le pic principal. Cette phase est interprétée comme une onde sP. Sa présence nous oblige à considérer un facteur de seuillage de 1%.

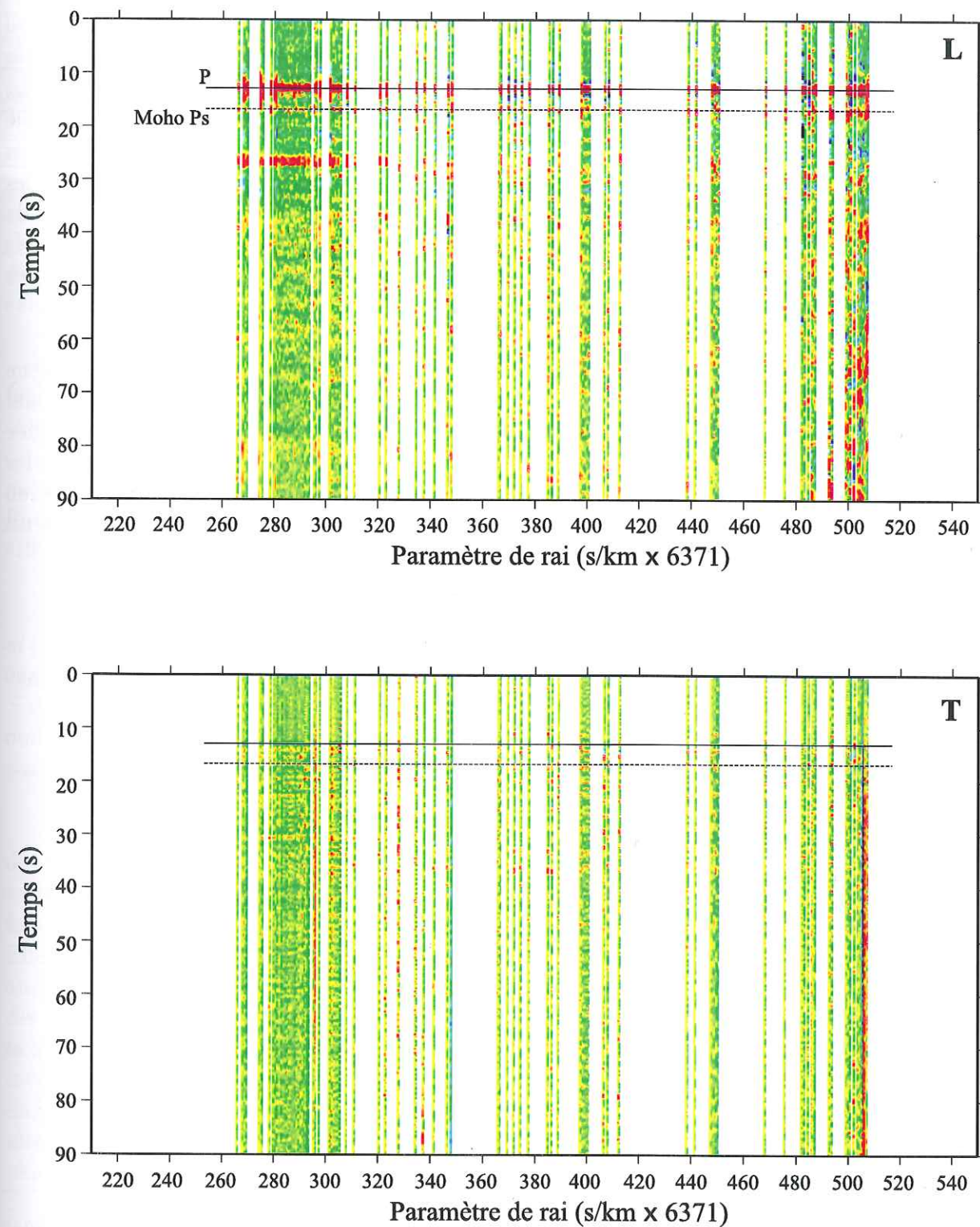


Figure 6.8: Diagramme des fonctions de transfert obtenues à la station TAM.

L'ensemble des 109 fonctions de transfert est rassemblé sur la figure 6.8. Cette figure présente les traces dans un diagramme temps-paramètre de rai. Toutes les fonctions caractérisées par un paramètre voisin ont été préalablement sommées et le graphique montre alors une moyenne de ces signaux au paramètre de rai correspondant. La figure donne

aussi bien les fonctions de transfert transverses que les fonctions longitudinales.

Sur la composante longitudinale, le pic principal est le signal qui ressort le mieux mais sa largeur diffère d'une trace à l'autre. L'onde convertie PS sur le Moho est visible et cohérente pour tous les paramètres de rai, nous l'avons matérialisé par un trait en pointillés. Vers 26 secondes, un autre signal très marqué existe pour les paramètres les plus faibles. Au delà de 0.052 s/km (330 s/km x 6371), le signal se perd. Il est difficile de distinguer des signaux cohérents plus loin dans les fonctions de transfert. Les composantes transverses sont elles constituées de signaux nettement plus faibles que les composantes longitudinales.

La structure sous la station de Tamanrasset semblant être latéralement homogène (Sandvol *et al*, 1998), nous avons sommé toutes les fonctions de transfert obtenues afin d'évaluer une fonction de transfert moyenne sous la station. Cette opération est justifiée par les faibles composantes transverses observées. Si nous considérons uniquement les 25 secondes après le pic principal, il n'est pas nécessaire d'appliquer des corrections en fonction du paramètre de rai avant sommation. La somme est donc faite directement. Les traces résultant de cette sommation sont montrées sur la figure 6.9.

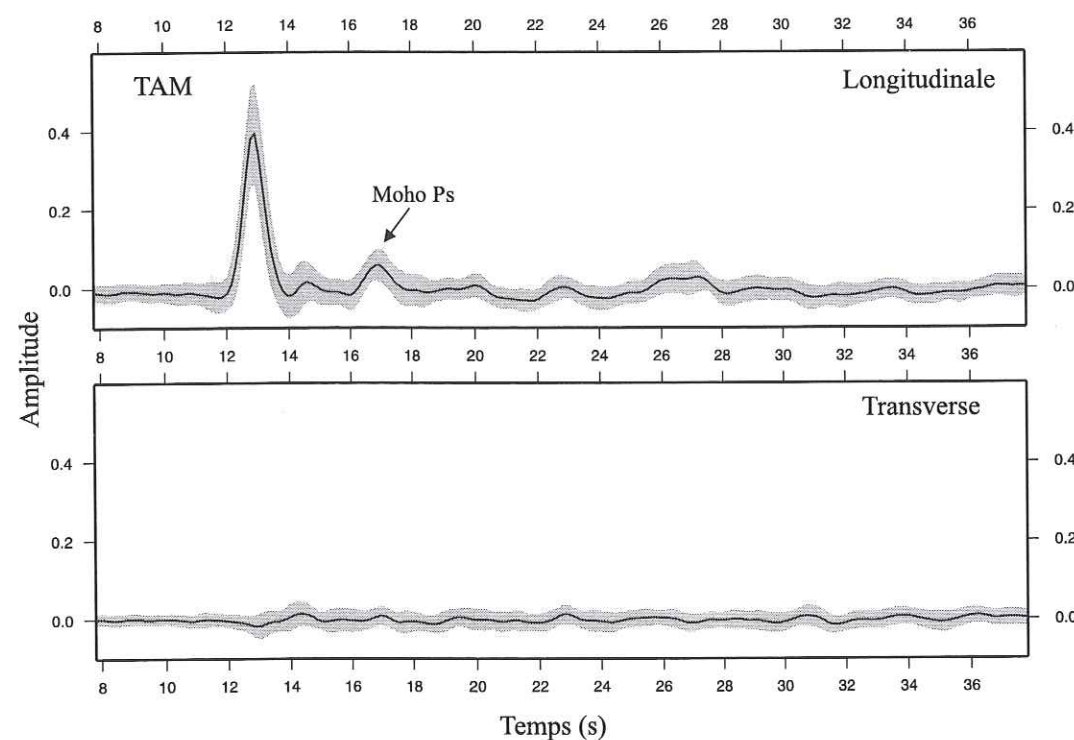


Figure 6.9: Résultat de la sommation des fonctions de transfert. Le pic associé à la phase convertie PS sur le Moho apparaît 3.91 secondes après le pic principal. La zone grisée entourant la fonction représente l'incertitude de la forme de la fonction. Elle est déduite de la déviation standard calculée à partir des traces servant à la sommation.

La forme de la fonction de transfert moyenne obtenue est très simple. La composante transverse est presque nulle, et le signal sur la composante longitudinale reste plat avant

le pic principal. Cette simplicité est en bon accord avec un modèle crustal tabulaire. Le pic prenant place 3.91 secondes après le pic principal est interprété comme la phase PS convertie sur le Moho. En considérant une vitesse moyenne des ondes S dans la croûte de 3.7 km/s et une incidence verticale, nous évaluons la position du Moho à 34 kilomètres sous la station.

Afin d'estimer l'incertitude de la forme de la fonction de transfert, nous calculons en chaque point de la fonction, la déviation standard associée à la sommation. L'intervalle d'erreur sur l'amplitude en un temps t est alors donné par \pm la valeur de l'écart type calculé au temps considéré.

6.3 Structure crustale

Afin de retrouver la structure crustale moyenne sous la station de Tamanrasset, nous avons dans un premier temps inversé la fonction de transfert présentée sur la figure 6.9. Pour cela, nous nous sommes servi du programme d'inversion établi par Ammon *et al* (1990).

Le modèle initial découle directement du modèle solution déterminé par Sandvol *et al* (1998). Il est formé de trois couches homogènes reposant sur un demi-espace homogène également. La première couche a une épaisseur de 3 kilomètres pour une vitesse des ondes S de 3.4 km/s. Elle est suivie d'une couche de 22 kilomètres d'épaisseur dans laquelle les ondes S se déplacent avec une vitesse de 3.75 km/s. La croûte inférieure est caractérisée par une vitesse des ondes S de 4.0 km/s et le Moho est situé à 38 kilomètres de profondeur.

La solution de l'inversion est montrée sur la figure 6.10. Celle-ci regroupe les profils de vitesses solutions de l'inversion, la famille de modèles dérivant du profil initial et ayant servi de point de départ à l'inversion. Le facteur de lissage utilisé pour l'inversion de la fonction est fixé à 0.1. La famille de modèles initiaux est formée de 24 profils différents. Elle couvre une gamme très large de modèles, ce qui nous donne de fortes chances d'avoir au moins un modèle proche du modèle réel. Les fonctions synthétiques calculées à partir des profils solutions de l'inversion sont très proches de la fonction de transfert observée à la station TAM. L'erreur est bien inférieure à l'incertitude sur la forme d'onde du signal inversé. Nous aboutissons à une structure crustale simple ressemblant à la structure moyenne sous les continents (Fig. 1.5). Le profil de vitesse comporte deux zones de faible vitesse, une entre 7 et 17 kilomètres et l'autre entre 27 et 35 kilomètres. Le Moho est placé à la base de la deuxième zone à moindre vitesse.

Nous avons également essayé d'interpréter le contenu de la fonction de transfert en terme d'énergie diffractée PS sous la station (Fig. 6.11). Pour cela, nous avons considéré les 109 fonctions de transfert dans le calcul de la grille de diffraction. Pour ce calcul, chaque fonction de transfert est caractérisée par la direction théorique d'arrivée de l'onde P à la station et par son incidence. L'azimut théorique est déterminé en considérant une Terre à structure superficielle latéralement homogène et l'incidence de l'onde est calculée dans le modèle Iasp91. La figure 6.11 propose des coupes ouest-est dans cette grille. La

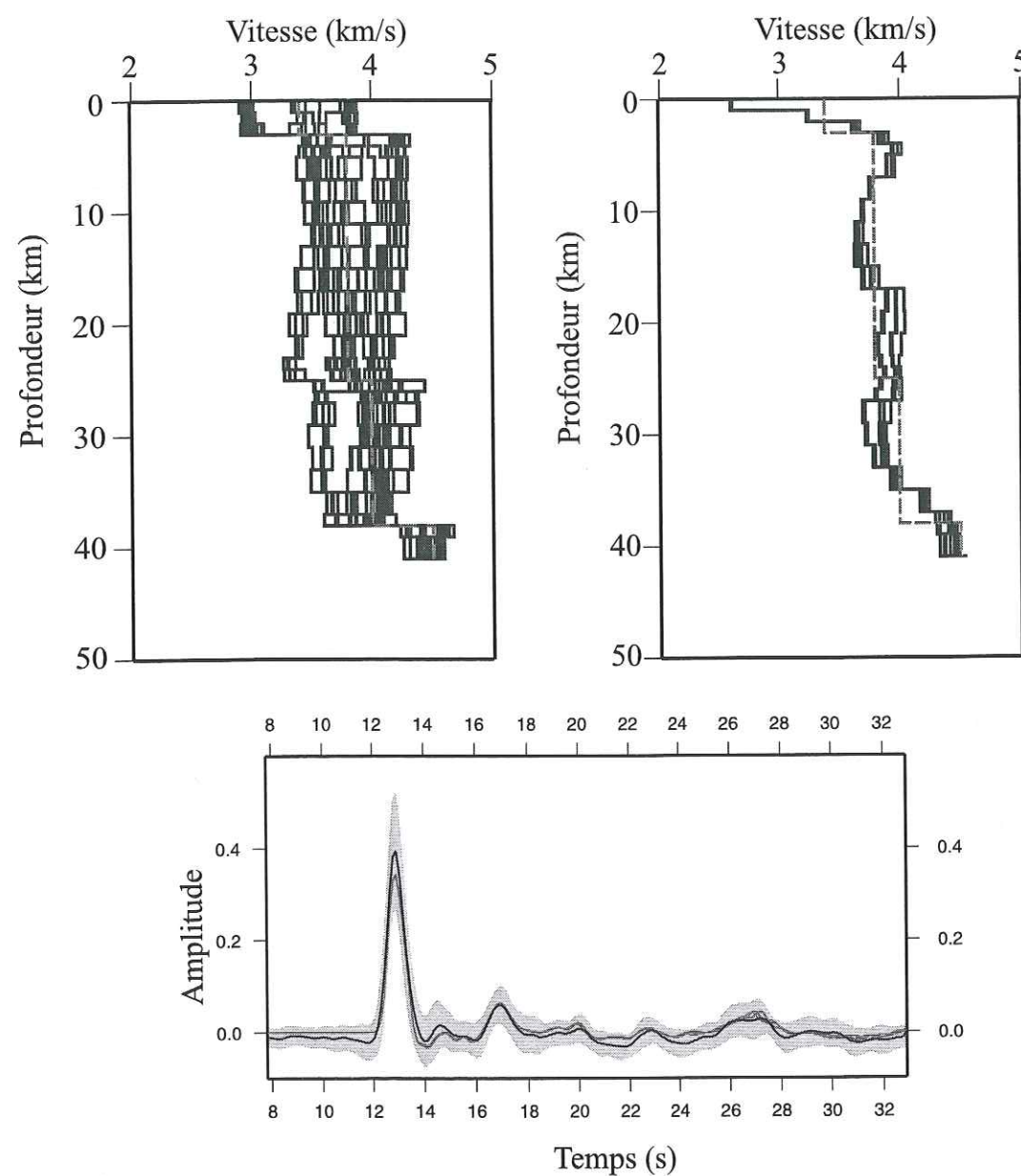


Figure 6.10: Résultat de l'inversion de la fonction de transfert longitudinale de la figure 6.9. En haut, profils de vitesse solution et profils de vitesse de départ. En bas, comparaison de la forme des fonctions de transfert synthétiques et de la fonction réelle.

taille de la grille est de 220 km de côté sur 90 km verticalement. La station est positionnée à l'origine du repère cartésien orthonormé. Sur la figure, nous avons représenté des extraits de profil faisant 90 kilomètres de long.

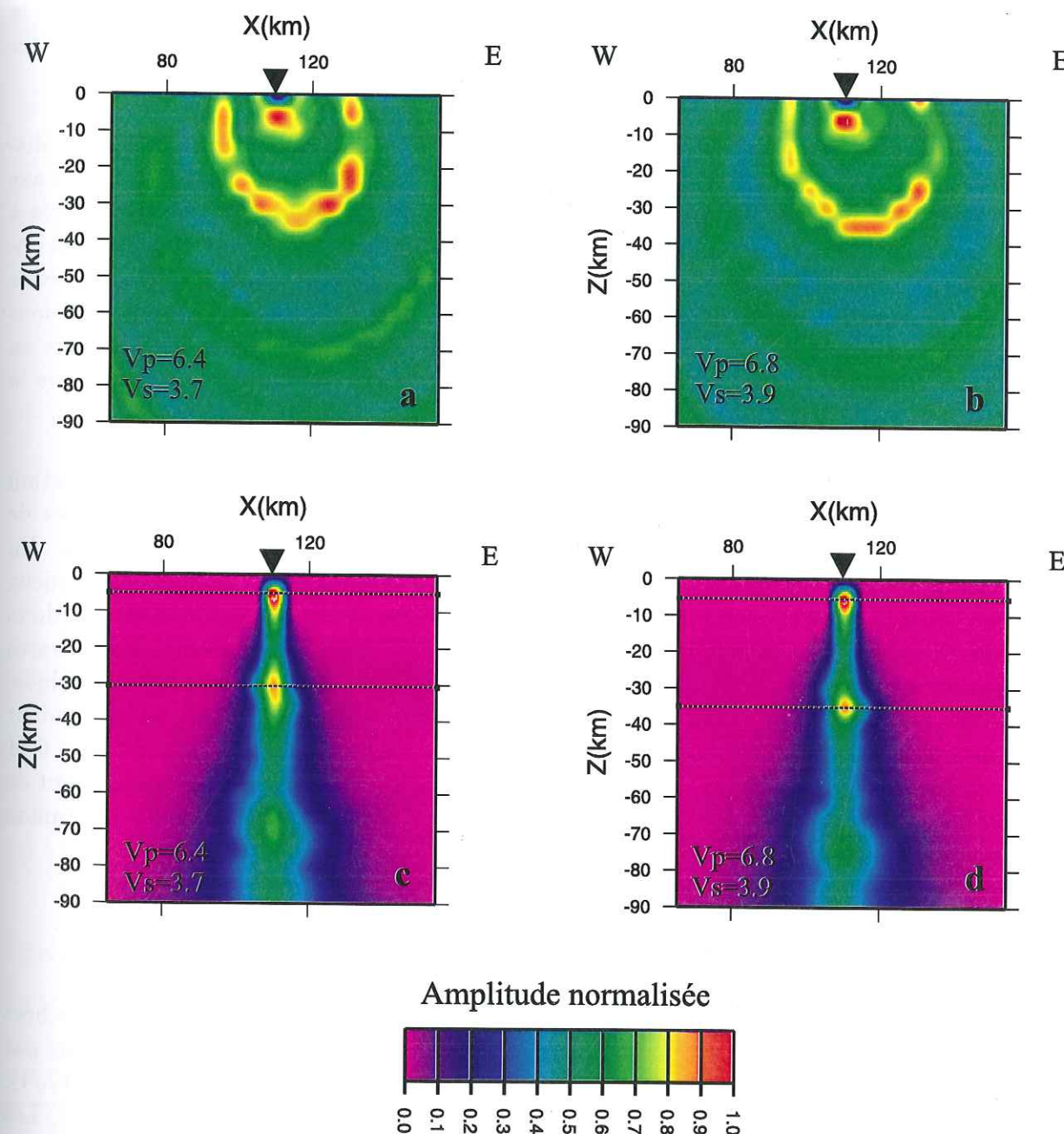


Figure 6.11: Coupe verticale dans la grille de diffraction selon un profil ouest-est. En haut, sont représentées des sections brutes. Dans la coupe a, la vitesse des ondes P est fixée à 6.4 km/s et celle des ondes S à 3.7 km/s. Pour le diagramme b, les vitesses sont de 6.8 km/s et 3.9 km/s pour les ondes P et S respectivement. Les diagrammes du bas, ont été obtenus en tenant compte de la loi de Snell-Descartes. Nous avons également effectué le calcul en considérant deux vitesses moyennes différentes pour le milieu sous la station.

Plusieurs tests ont été faits en considérant des vitesses moyennes différentes pour la propagation des ondes dans la grille. Nous en reportons uniquement deux ici. Dans le premier cas, la vitesse des ondes S est de 3.7 km/s et la vitesse des ondes P est de 6.4 km/s. Dans le second cas, ces vitesses sont plus élevées : 6.8 km/s et 3.9 km/s pour les ondes P et S respectivement. Deux calculs ont été menés à chaque fois : un calcul direct et une sommation respectant les lois de Snell-Descartes. Lorsque nous ajoutons la contrainte supplémentaire de Snell-Descartes, nous forçons le programme à ne détecter que ce qui pourrait provenir de conversions sur une interface.

Le calcul le plus simple aboutit aux diagrammes **a** et **b** de la figure 6.11. On distingue sur ces coupes deux ellipses majeures et une ellipse moins prononcée et de demi-axe plus important. Ces ellipses sont le fait du déséquilibre du nombre de séismes situés à l'est et à l'ouest de la station. Le nombre d'onde P provenant de l'est est en effet plus important. Ces diagrammes sont caractéristiques d'un milieu dans lequel les hétérogénéités latérales ne sont pas dominantes et sont le reflet de la simplicité relative des fonctions de transfert obtenues à la station. Nous interprétons les deux signaux les plus forts en amplitude comme la trace de phases converties sur des discontinuités de vitesse sous la station.

S'il est difficile de conclure sur la présence d'hétérogénéités latérales sous la station de Tamanrasset à partir des sections brutes, en considérant les relations angulaires de Snell-Descartes il est possible de retrouver la profondeur du Moho sous la station. En utilisant une vitesse moyenne de propagation des ondes plus élevée, nous focalisons mieux la trace liée à la conversion PS du Moho (Fig. 6.11d). Dans ce cas, la profondeur du Moho est relevée à $35\text{ km} \pm 2$, ce qui est en bon accord avec l'inversion précédente. Les vitesses moyennes élevées sont justifiées par le fait que la grille utilisée est à l'échelle lithosphérique. Il faut donc tenir compte des vitesses du manteau supérieur dans le calcul. La profondeur de la première discontinuité est cependant surestimée. Le graphique (**d**) de la figure 6.11 nous donne en effet une profondeur de 5 kilomètres. Il s'agit en fait sans doute du saut de vitesse à 3 kilomètres de profondeur déjà observé dans le résultat de l'inversion d'Ammon effectuée plus haut.

6.4 Discontinuités mantelliques

Les discontinuités plus profondes sous la station de Tamanrasset ont été recherchées par le calcul de spectres de vitesse (Fig. 6.12). Pour le premier calcul, nous n'avons pas tenu compte de la superposition de couches. Dans ce cas, le rapport de vitesse V_P/V_S a été fixé à 1.75 (Gurrola *et al.*, 1994). Nous obtenons un spectre assez simple. Les discontinuités crustales principales sont bien visibles. Nous retrouvons la discontinuité superficielle (3 km) et le Moho clairement représentés par deux barres quasi-parallèles à l'axe des vitesses et situées à 2 secondes et 4.5 secondes environ respectivement. Vers 14 secondes apparaît une nouvelle trace d'amplitude très forte. Par comparaison avec l'analyse de vitesse pour le modèle Iasp91 (Fig. 4.12), nous l'associons à la réverbération P2p1s entre le Moho et la surface libre.

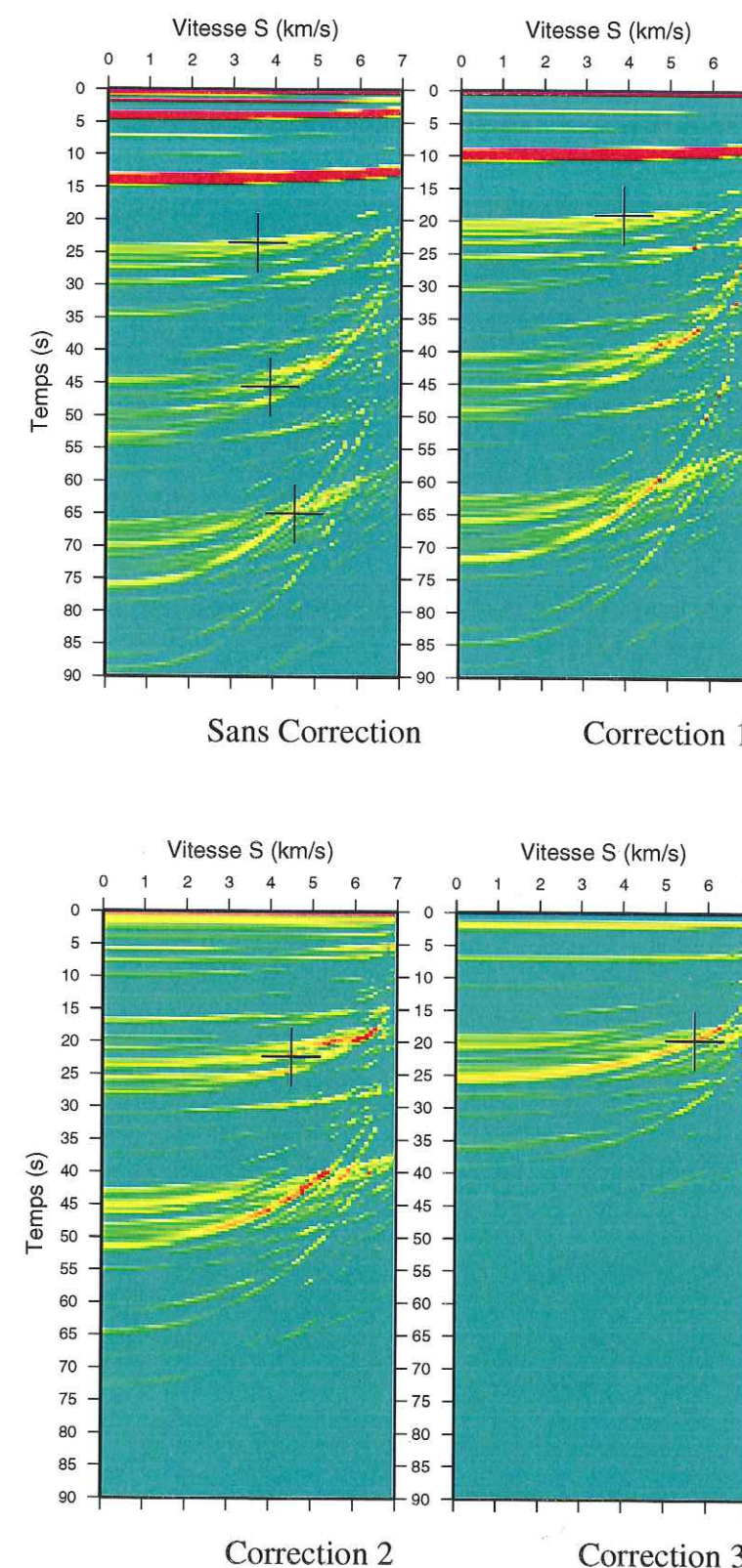


Figure 6.12: Spectres de vitesse obtenus pour TAM. Correction 1 : spectre corrigée des structures crustales; Correction 2 : correction pour la discontinuité de 426 km de profondeur; Correction 3 : correction pour la discontinuité de 662 km de profondeur.

Trois autres maxima sont attribués à des conversions PS sur trois discontinuités majeures du manteau. Le premier est relevé à 23.5 s pour une vitesse de 3.6 km/s. Le deuxième se situe au point (3.9, 45.5) et le dernier au point (4.5, 65.0). Afin de déterminer une profondeur et une vitesse d'intervalle les plus justes, nous avons calculé trois spectres supplémentaires, en corrigeant à chaque fois de l'effet des couches supérieures. En relevant les maxima sur les trois graphiques, nous obtenons les épaisseurs et les vitesses des 3 couches :

- Première discontinuité : $V_S = 3.9 \text{ km/s}$, $\Delta t_{P_{so}} = 19.0 \text{ s}$ d'où $\Delta z = 173 \text{ km}$, soit $z = 208 \text{ km}$;
- Deuxième discontinuité : $V_S = 4.5 \text{ km/s}$, $\Delta t_{P_{so}} = 22.3 \text{ s}$ d'où $\Delta z = 218 \text{ km}$, soit $z = 426 \text{ km}$;
- Troisième discontinuité : $V_S = 5.7 \text{ km/s}$, $\Delta t_{P_{so}} = 19.0 \text{ s}$ d'où $\Delta z = 236 \text{ km}$, soit $z = 662 \text{ km}$.

Pour cela, nous avons pris une épaisseur crustale de 35 km avec une vitesse de propagation des ondes S moyenne de 3.8 km/s.

Par rapport aux profondeurs prévues par le modèle théorique Iasp91, les profondeurs des discontinuités du manteau supérieur sont légèrement plus importantes : 16 km de plus pour la "410" et 2 km pour la "660".

Conclusion

Les fonctions de transfert sont le reflet du milieu situé sous une station sismologique et dans lequel se sont propagées les ondes P téléseismiques. Par rapport aux sismogrammes bruts, elles représentent une normalisation de l'information car elles ne dépendent plus de la source des ondes téléseismiques (forme de la fonction source et diagramme de radiation). Le spectre de la source des ondes générées sous la station est en quelque sorte blanchi. D'autre part, la différence de temps de propagation de l'onde P entre le foyer du séisme et la station est éliminée. Les signaux sont ainsi recalés ce qui permet une comparaison plus aisée des enregistrements à des stations différentes. Le temps d'arrivée des ondes dans la coda de l'onde P est alors mesuré à partir du temps d'arrivée de l'onde P mère.

La bande passante des stations large-bande est suffisamment large pour nous permettre d'étudier le contenu des fonctions de transfert à deux échelles. Tout d'abord, la profondeur des discontinuités du manteau peut être recherchée en analysant les courbes de correction dynamique pré-stack via le calcul de spectres de vitesse. Nous nous basons pour cela sur une méthode dérivée de la sismique pétrolière et développée par Gurrola *et al.* (1994). Cette méthode présuppose que la structure du manteau présente une symétrie sphérique. Dans ce cas, nous n'avons pas besoin de tenir compte de la direction d'arrivée des ondes P sous le manteau. Toutes les directions sont équivalentes. Par contre, si les discontinuités présentent des variations latérales de profondeur importantes, il est nécessaire d'effectuer l'analyse pour un intervalle d'azimuts fixé. Dans ce cas, ce n'est pas la structure immédiatement sous la station qui est imagée, mais celle rencontrée par l'onde P lors de sa propagation vers la station. Le trajet de l'onde P n'étant pas vertical, il existe une extension latérale de l'échantillonnage des interfaces dans le manteau. Plus la discontinuité est profonde et plus cet échantillonnage s'éloigne de la verticale au point d'enregistrement. Ainsi, cet écart est négligeable pour le Moho, est de 12 kilomètres pour une profondeur de 60 kilomètres (Cassidy, 1992) et de plus de 140 km pour la discontinuité de 660 km de profondeur.

L'incidence des ondes P téléseismiques au niveau du Moho est presque verticale quel que soit la distance épacentrale considérée. En effet cet angle varie dans un intervalle allant de 25 degrés, pour les distances les plus courtes, à moins de 15 degrés pour les séismes les plus lointains. La largeur de cet intervalle ne permet pas d'utiliser le calcul de spectres de vitesse pour caractériser la profondeur de l'interface entre la croûte et le manteau. Ainsi il faut recourir à des techniques différentes pour l'étude des structures crustales. Dans ce cas nous élargissons le contenu fréquentiel des fonctions de transfert auxquelles nous nous intéressons. Les enregistrements sont alors sensibles aux perturbations locales de la vitesse des ondes sismiques, ce qui peut biaiser le calcul des fonctions de transfert que nous utilisons.

Le calcul des fonctions de transfert repose sur des bases théoriques assez simples selon lesquelles l'enregistrement fait à une station se met sous la forme d'un produit de convolution entre une source et la réponse impulsionnelle du milieu sous la station. La source peut être estimée par la composante verticale des enregistrements uniquement dans la mesure où les phases secondaires de la coda de l'onde P s'enregistrent principalement sur les composantes horizontales. C'est le cas pour des structures tabulaires formées de couches homogènes et isotropes qui génèrent des phases converties PS au passage de l'onde P à chaque discontinuité. L'anisotropie dans au moins une couche du milieu, le pendage des interfaces ou les hétérogénéités latérales entraînent la présence d'énergie sur la composante transverse des sismogrammes mais ne remettent pas en cause le mode de calcul des fonctions de transfert sous certaines conditions. Le plus important, c'est de conserver la décomposition de l'enregistrement du train d'onde P selon le mode convenu, c'est-à-dire la phase P isolée sur la composante verticale et les ondes secondaires sur les composantes horizontales. En présence d'une couche anisotrope par exemple, ceci est vérifié quand l'axe de symétrie de l'anisotropie est horizontal. Les perturbations de vitesse ponctuelles doivent être situées plus ou moins à l'aplomb du point d'enregistrement et les variations latérales de profondeur des interfaces ne doivent pas être trop rapides. Si le milieu sous la station ne remplit pas ces conditions, notre calcul des fonctions de transfert est caduque. Une inspection de la composante verticale de la coda de l'onde P est la seule à garantir l'élimination des données douteuses. Si la forme de cette composante reste conforme à nos attentes, l'estimation de la réponse impulsionnelle reste valable. Nous pouvons alors généraliser :

$$s(t) \longrightarrow \boxed{\text{Milieu } h(t)} \longrightarrow \epsilon(t)$$

$$\epsilon(t) = h(t) * s(t), \text{ avec}$$

$$h(t) = \begin{pmatrix} h_L(t) \\ h_T(t) \end{pmatrix}$$

$h_T(t)$ étant nulle pour des structures composées de couches planes et homogènes.

Les fonctions de transfert obtenues à des stations sismologiques surplombant des milieux dans lesquels la vitesse des ondes sismologiques varie latéralement ou selon la direction d'arrivée des ondes ne peuvent être sommées sans précautions préalables (Cassidy, 1992, Jones & Phinney, 1998). En effet, dans ces conditions, le temps d'arrivée des phases de la coda de l'onde P est fonction de la distance épacentrale et de l'azimut à la station. Ainsi pour avoir des interférences constructives lors de la sommation et amplifier les phases désirées, il est nécessaire de considérer des enregistrements de séismes localisés dans une région de faible ouverture afin de sommer des traces à paramètre de rai et azimut constants. D'un autre côté, il est possible d'éliminer les hétérogénéités latérales par un stack brutal. Une inversion d'Ammon (Ammon *et al.* 1990) permet alors de trouver la structure crustale moyenne sous la station. Les variations de profondeur des interfaces peuvent dans un second temps être analysées par une étude de la polarisation des

composantes transversales des ondes converties aux interfaces (Langston, 1977; Owens & Crosson, 1988; Cassidy, 1992). Une dernière étape consiste à estimer l'énergie diffractée dans les environs des récepteurs et enregistrée dans les sismogrammes. Cette estimation peut se faire avec une seule station mais l'utilisation d'un réseau de stations en facilite l'analyse. D'autre part, il est possible de retrouver à l'aide d'un profil d'enregistrements le pendage des principales interfaces crustales. La diffraction des ondes est également analysée en sismique pétrolière pour la recherche des variations de structure de courte longueur d'onde. Le travail de Forgues (1996) par exemple, est basé sur la détermination de la géométrie des interfaces sous un profil de stations par l'étude de perturbations d'un modèle de référence. Ces perturbations représentent des variations latérales haute fréquence des propriétés physiques du milieu et se comportent comme des diffractants. Forgues (1996) recherche donc à modéliser le champ d'onde diffracté enregistré par le profil sismique.

L'analyse de la forme des fonctions de transfert obtenues à la station du réseau GEOSCOPE a permis d'obtenir une image à deux échelles des structures sous la station. Nous avons déduit d'une part une croûte tabulaire d'épaisseur proche de $35 \pm 2 \text{ km}$ composée notamment de deux zones à moindre vitesse. D'autre part, le calcul de spectres de vitesse s'est montré très efficace pour la détermination des profondeurs des discontinuités mantelliques. Les interfaces du manteau supérieur ont été caractérisées par une profondeur légèrement supérieure à celle prédite par le modèle Iasp91. Cette application permet de se rendre compte de l'efficacité de l'étude des fonctions de transfert, dans un cas simple, pour estimer la structure de la croûte et du manteau supérieur. Elle montre également qu'avec une seule station, l'analyse de grille offre une contrainte supplémentaire à l'étude de l'épaisseur crustale lorsqu'un bon nombre d'enregistrements sont disponibles à la station.

Partie III

Applications : Les Alpes Maritimes et la région Campanienne

Introduction

La première expérience de sismique grand angle pour la détermination de la structure profonde de la croûte sous les Alpes occidentales du Sud date de 1956. Un profil de réfraction avait été alors effectué avec un tir dans le lac Nègre situé dans le massif du Mercantour, proche de la frontière italienne et du Boréon.

Plus tard, à la fin des années 1960, des profils de réfraction avec des tirs au large de Toulon viennent compléter les données géophysiques pour la détermination de la topographie du Moho dans le sud-est de la France (Labrouste *et al.*, 1968; Recq, 1970).

D'autre part, le profil EGT (Blundell *et al.*, 1992) passe à l'Est de la région, dans le golfe de Gênes (méridien 9°E). Les isobathes du Moho déduits de cette étude pour les Alpes maritimes et la Provence sont le résultat d'extrapolations qui rendent la mesure incertaine.

Ainsi, les structures profondes et notamment la géométrie de la discontinuité de Mohorovicic sont encore bien mal contraintes dans les Alpes du sud de la France. Or, cette région est un endroit clef pour comprendre la dynamique de la déformation alpine sous l'effet de la collision entre le promontoire adriatique et la plaque européenne. En effet, elle constitue transition entre l'arc alpin et le bassin océanique ligure. De plus, elle est située non loin plus d'une zone complexe impliquant deux subductions (celle de la plaque européenne sous la plaque adriatique et celle de la plaque adriatique sous le bassin ligure et tyrrhénien).

Afin de préciser la structure crustale dans les Alpes, le programme GéoFrance3D-volet Alpes- a été lancé en 1996. Il consiste en une approche multi-disciplinaire et implique plusieurs laboratoires français. Le coordinateur du programme est le BRGM, les laboratoires de Grenoble, Chambéry, Lyon, Montpellier y participent activement. Des études tectoniques et de géologie structurale sont menées conjointement à un relevé gravimétrique de grande précision (Masson *et al.*, 1999) et aux expériences de sismologie active et passive.

Dans le cadre de ce programme, nous avons installé quatre stations sismologiques temporaires dans le sud-est de la France. Ces stations sont venues compléter le réseau permanent TGRS. Elles ont été mises en service sur deux périodes distinctes de 3 à 4 mois.

Dans une première disposition, opérationnelle entre octobre 1996 et Janvier 1997, nous avons installé les stations dans les Alpes Maritimes et le Var afin d'étendre la zone d'enregistrement vers le Sud-Ouest et acquérir des données en Provence (stations FRF et GILY). Dans un même temps, deux stations placées dans le Nord du département des Alpes Maritimes (BOL et SLEG) nous permettaient de densifier le réseau sismologique TGRS.

Entre novembre 1997 et mars 1998, une nouvelle campagne nous a permis de redéployer nos stations temporaires. Cette fois, la géométrie d'acquisition choisie est différente de la saison précédente. En plaçant les stations dans le haut-var (REGF), à l'observatoire de Haute-Provence (OHPF) et dans le gapençais (CEUZ), nous pensions ceinturer les structures d'avant-pays. Malheureusement, des problèmes techniques nous ont privés

d'enregistrements fiables à OHPF et CEUZ. C'est pourquoi, pour cette seconde campagne, seules les stations de FRF et REGF ont fourni des données supplémentaires.

En complément de l'étude de la structure du Vésuve (Italy) par les expériences de sismologie active Tomoves'94, Tomoves'96 et Mareves menées par plusieurs groupes européens et coordonnées par l'Université de Naples, nous avons activement participé à une campagne de sismologie passive en collaboration avec l'Osservatorio Vesuviano de Naples et l'ING de Rome. Cinq stations large-bande ont été installées courant 1996 (entre mai et septembre). Cette expérience permet d'élargir l'échelle d'investigation dans la région afin d'imager les structures crustales profondes et notamment la géométrie du Moho pour apporter de nouvelles informations sur l'enracinement des complexes volcaniques et sur le mode d'approvisionnement en magma du Vésuve et des champs Flégréens.

Chapitre 7

Introduction à la tectonique de l'ouest de la Méditerranée

7.1 Évolution géodynamique

Ce premier paragraphe a pour objectif de décrire succinctement la géodynamique globale, à grande échelle, de la partie ouest de la Méditerranée qui comprend les régions d'application des différentes méthodes d'analyse des ondes de volume téléseismiques. Cette description nous permettra d'appréhender la complexité des structures étudiées. La figure 7.1 présente la répartition actuelle des principaux domaines géodynamiques de la Méditerranée nord-occidentale. On y distingue les traces des différentes micro-plaques impliquées dans les structures actuelles de la région. Ces structures sont le reflet de trois subductions et deux ouvertures océaniques. La plaque Eurasiennne plonge sous la plaque adriatique qui elle-même disparaît d'un côté sous les Dinarides et de l'autre sous les Apennins. Ces systèmes de subduction ont entraîné l'ouverture du bassin algéro-provençal puis du bassin tyrrhénien.

Née du poïonnement de la plaque Europe par le promontoire adriatique, dans le contexte de convergence des plaques Eurasiennne et Afrique initiée au Crétacé, la chaîne des Alpes occidentales forme un arc d'environ 400 km de long reliant Nice à Vienne (Autriche). Dans le sud de la France, cet arc suit deux directions principales : N-S à l'est immédiat du massif du Pelvoux puis NW-SE au sud-est de ce même massif. La surrection des Alpes accompagne la subduction du manteau lithosphérique et de la croûte inférieure de la plaque Europe sous la plaque adriatique. Dans le même temps, la croûte supérieure a été rabotée et les copeaux produits empilés pour former les spectaculaires nappes caractéristiques de l'orogène alpin et entraîner le soulèvement des massifs externes (Stampfli & Marchant, 1997).

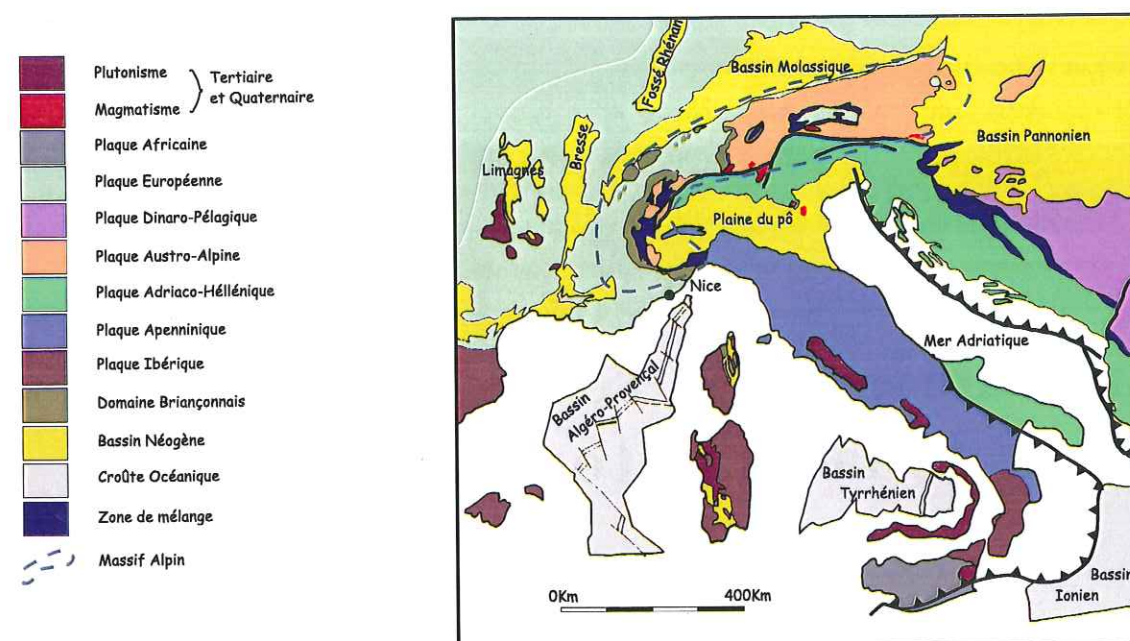


Figure : Principales structures tectoniques de la Méditerranée nord-occidentale (Stampfli & Marchant, 1997).

Figure 7.1: Principales structures tectoniques de la Méditerranée nord-occidentale (Stampfli & Marchant, 1997).

Durant le Néogène et le Quaternaire, la géodynamique de la Méditerranée occidentale est dominée par la migration vers l'est de l'arc apenninique et des bassins d'arrière-arc associés (Gueguen *et al.*, 1998). Les figures 7.2 et 7.3 illustrent ce mouvement. L'ouverture des bassins est expliquée par le roll-back de la subduction de la plaque adriatique.

La région Niçoise se trouve proche de l'axe de rotation de l'ouverture de la mer Ligure. Cette zone d'étude est de ce fait complexe car elle est le carrefour entre l'arc Alpin, l'arc Apennins et l'extension océanique Ligure. La structuration de l'arc alpin se réalise essentiellement au Tertiaire (Tricart, 1986 ; Ritz, 1991). Les failles héritées de l'orogénèse hercynienne ont fortement influencé la déformation alpine. Les Alpes occidentales comportent des unités internes très allochtones chevauchant le long du front pennique un domaine externe plus modestement raccourci (Madeddu, 1997). Le socle ancien anté-triasique apparaît dans les massifs cristallins externes (Mont Blanc, Aiguilles Rouges, Belledune, Pelvoux et Argentera-Mercantour). La structuration du socle en profondeur reste encore mal connue. Le socle proche du front pennique est cependant affecté par un soulèvement débutant sans doute à la fin du Miocène (Madeddu, 1997). Au sud du massif du Pelvoux, la couverture sédimentaire Secondaire à Oligocène est décollée au dessus des évaporites du Keuper et s'est déplacée vers le SSW suivant un système complexe de plis, écaillés et nappes formant les arcs de Castellane et de Nice (Laurent, 1998). La plus grande partie du raccourcissement associé s'est produit vers la fin du Miocène.

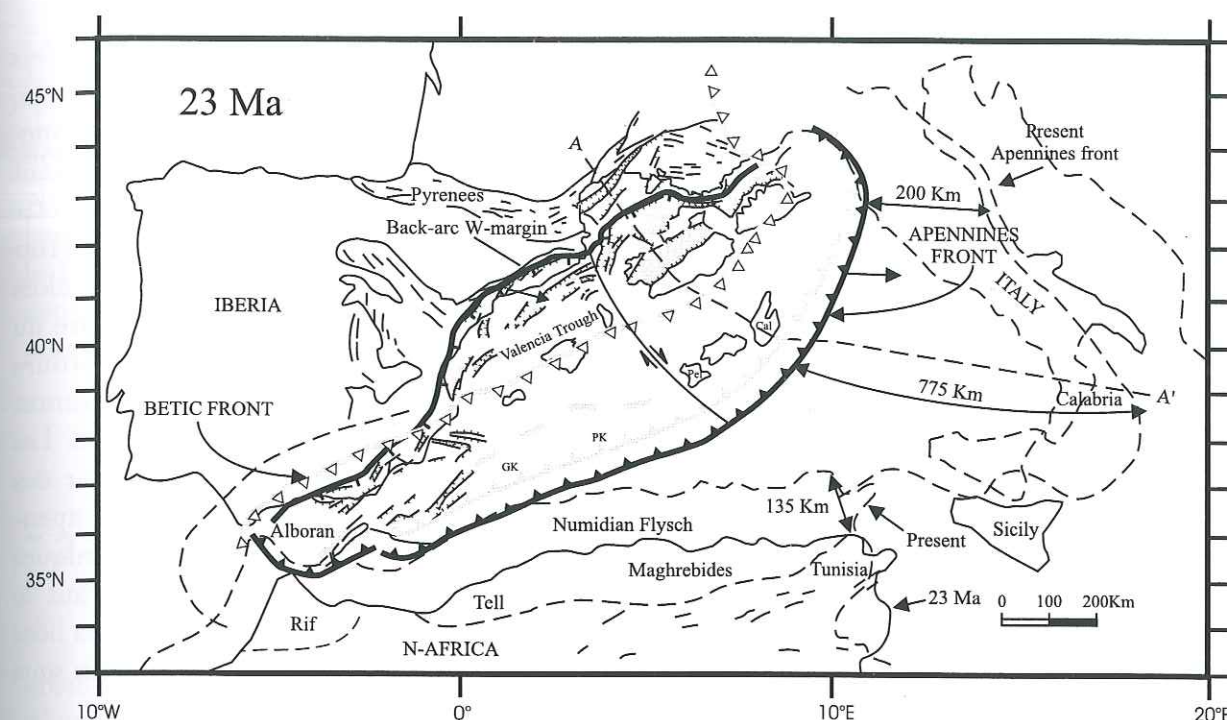


Figure 7.2: Reconstruction paléotectonique de l'Ouest de la Méditerranée au Miocène inférieur (Gueguen *et al.*, 1998).

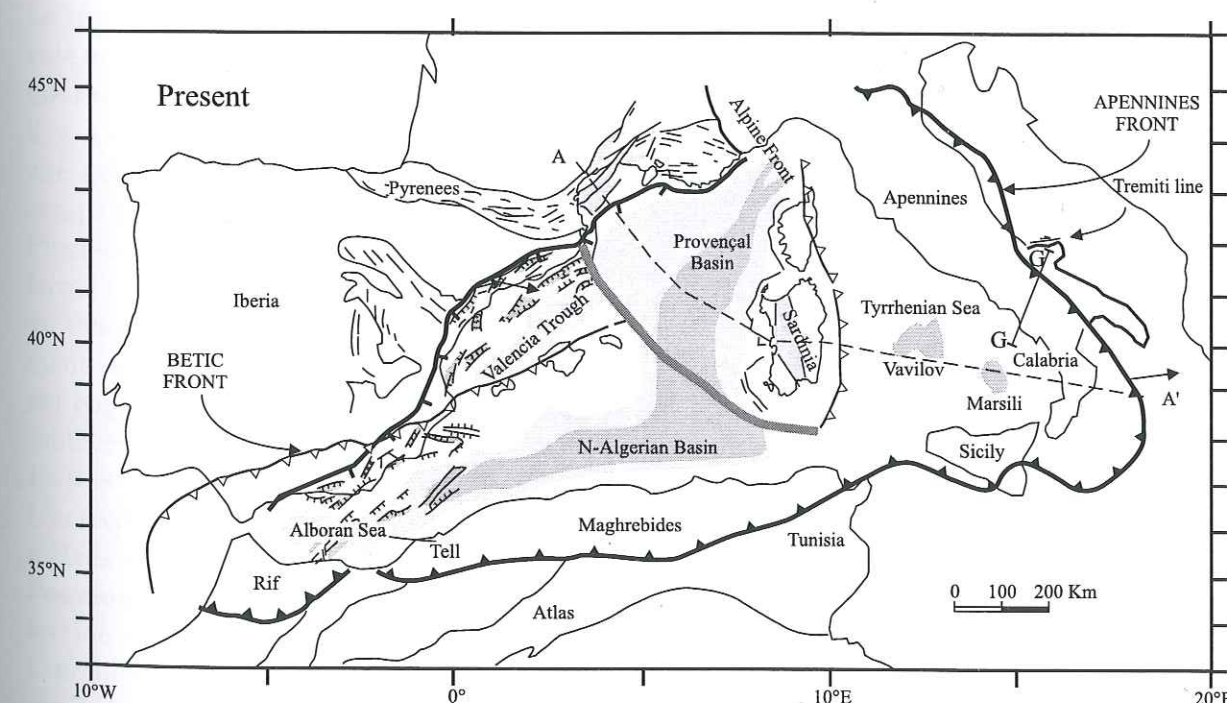


Figure 7.3: Tectonique actuelle. La Méditerranée occidentale est formée d'une succession de bassins dont l'âge décroît d'Ouest en est. (Gueguen *et al.*, 1998).

Après la collision continentale entre les plaques eurasiennne et africaine via le promon-

toire adriatique, la géodynamique de la botte italienne est dominée par la migration vers l'est de l'arc apenninique sous l'effet du recul de la subduction associée (Malinverno & Ryan, 1986). À la fin de l'Oligocène et au début du Miocène (26 Ma), ce retrait s'est accompagné d'un processus de rifting dans l'avant pays de la plaque européenne entraînant l'ouverture du bassin liguro-provençal et la rotation du bloc corso-sarde. C'est dans cette période que se met en place un volcanisme calco-alkalin en Sardaigne. Vers 10 Ma (Tortonien), la dynamique d'extension passe de la zone ligure à la zone tyrrhénienne alors que le raccourcissement s'amplifie au niveau de la chaîne des Apennins. L'ouverture du nouveau bassin provoque un amincissement crustal très important le long de la bordure ouest des Apennins avec apparition de failles normales limitant horsts et grabens. Durant le Quaternaire, se développe un volcanisme intensif entre la Toscane et la Campanie. Les volcans de Campanie prennent place dans un graben limité au nord et au sud par des horst calcaires bordés de failles anti-apenniniques tandis que des failles normales apenniniques forment la limite NE du fossé (Scandone *et al.*, 1991). Les dépôts volcaniques reposent sur une plateforme carbonatée relativement épaisse, mise en place durant le Mésozoïque et le Cénozoïque. Celle-ci est peu déformée par les phases compressives liées aux orogènes alpins et apenniniques. Ce socle calcaire se retrouve vers 3 kilomètres sous l'édifice volcanique du Vésuve (Zollo *et al.*, 1996).

7.2 La région Campanienne

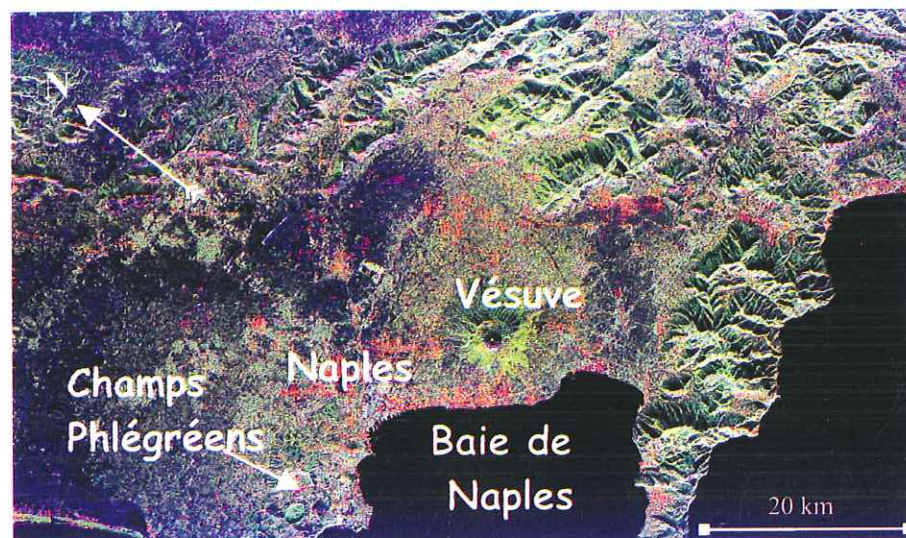


Figure 7.4: Image satellite du Vésuve.

7.2.1 Le Vésuve : un volcan à haut risque

Le Vésuve est un complexe volcanique formé par un cratère culminant à 1281 mètres au-dessus du niveau de la mer emboîté dans une caldera plus ancienne. Cette caldera est appelée Monte Somma. Du fait de sa localisation proche de Naples, ce volcan présente de hauts risques. En effet il se situe au milieu d'une zone fortement peuplée où vivent près de 3 millions de personnes. La découverte de Pompéi (détruit en l'an 79 après J.C.) et de

l'activité du Vésuve depuis plus de 400 ans font de ce volcan un des plus étudiés du monde. Le Vésuve fait parti des 15 volcans désignés comme volcans de la décennie par l'*International Association of Volcanology and Chemistry of Earth's Interior*. Malgré des milliers de publications sur le Vésuve, les observations géophysiques ont été jusqu'à la dernière décennie plutôt rares (Gasparini, 1998). Aujourd'hui, le volcan est couvert par un réseau de surveillance très dense, maintenu par l'*Osservatorio Vesuviano*. Cet observatoire est actif depuis le 19^{ème} siècle. Le Vésuve se trouve actuellement dans une phase de léthargie qui dure depuis 1944, date de la dernière éruption. C'est la plus grande période de sommeil depuis plus de 400 ans, mais l'activité sismique semble reprendre depuis 1995.

7.2.2 Les Champs Phlégréens

Naples n'est pas seulement menacée par le Vésuve mais aussi par les Champs Phlégréens (Campi Flegrei). Des déformations du sol parfois très spectaculaires témoignent d'une activité souterraine qui pourrait aboutir à une nouvelle éruption. La région des Champs Phlégréens est composée d'une cinquantaine de centres éruptifs installés dans une immense dépression d'environ douze kilomètres de diamètre où s'étend la banlieue ouest de Naples. Ces champs ont été engendrés il y a trente-cinq mille ans par des éruptions ignimbritiques qui produisirent plus de quatre vingt kilomètres cubes de tufs gris. Le réservoir magmatique, d'un volume de deux cents à trois cents kilomètres cubes, s'est vidé en entraînant l'effondrement de son toit laissant une immense caldeira de douze kilomètres de diamètre.

Il y a douze mille ans, une autre éruption importante éjecta des tufs jaunes et forma une nouvelle caldeira à l'intérieur de la première. Ces tufs jaunes recouvrent la plaine campanienne.

Plusieurs épisodes volcaniques se sont succédés jusqu'en 1538. Cette dernière éruption a formé un petit volcan, le Monte Nuovo, un cône de cent cinquante mètres de hauteur pour un diamètre de presque un kilomètre. Les Champs Phlégréens ont été affectés cycliquement par des mouvements verticaux du sol assez importants. Des affaissements du sol ont englouti la ville romaine de Baïa sous quinze mètres d'eau. On observe également des soulèvements du sol. Deux épisodes marqués ont notamment eu lieu dans cette zone en 1970 et 1982, avec soulèvement cumulé de près de deux mètres.

L'activité sismique la plus intense est concentrée dans un petit volume de quatre kilomètres de côté dans la région de soulèvement maximum située autour de la ville de Pouzzoles (Courboulex, 1995). À l'issue des crises sismiques de 1870 et 1982-84, la protection civile a vidé le centre historique de Pouzzoles de ses habitants par crainte de l'effondrements des vieux bâtiments qui n'auraient pas résisté à des séismes violents et répétés.

Une des questions en suspens pour cette région est la connexion des structures et des éventuelles chambres magmatiques entre les édifices volcanique du Vésuve et des champs Phlégréens. Cette question est fondamentale pour les évaluations du risque à venir.

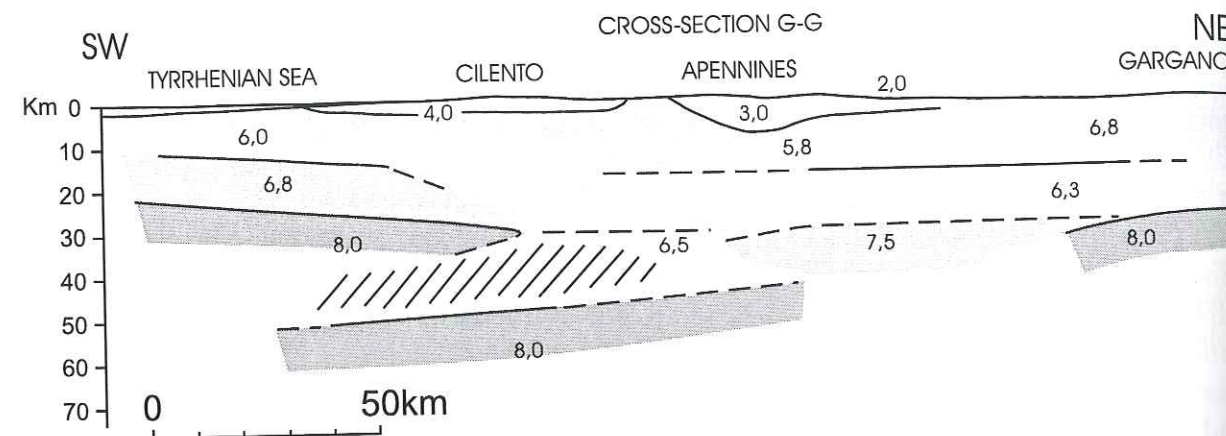


Figure 7.5: Coupe à l'échelle crustale d'après un profil sismique au sud de la région Campanienne (Scarascia *et al.*, 1994).

La figure 7.5 présente un profil crustal obtenu par Scarascia *et al.* en 1994. Ce profil débute à l'est à Gargano, traverse les Apennins du sud, passe par Cilento pour finir dans la mer tyrrhénienne à 50 km des côtes. Nous avons reporté la position de ce profil (GG) sur la figure 7.3. Cette coupe est le résultat de l'interprétation de plusieurs campagnes sismiques (Scarascia *et al.*, 1994).

Scarascia *et al.* montrent une croûte tyrrhénienne amincie s'étendant jusqu'à 20 km sous la péninsule italienne avec un pendage NE. La croûte continentale adriatique se retrouve sous Gargano à l'est du profil avec une épaisseur proche de 28 km. Les auteurs situent un deuxième réflecteur important à une cinquantaine de kilomètres sous Cilento penté vers le SW et observe donc deux Moho sous l'ouest du sud de l'Italie. La discontinuité du type croûte-manteau la plus profonde est rattachée par les auteurs au système adriatique illustrant ainsi la subduction de la plaque adriatique vers le SE sous la botte italienne. Cette trace de subduction n'est pas retrouvée sur des profils situés plus au nord (Scarascia *et al.*, 1994). Enfin, le profil de la figure 7.5 met en évidence le pendage SW de la plateforme carbonatée apulienne.

7.3 Épaisseur crustale sous les Alpes et le nord-ouest de l'Italie

Nous disposons de peu de données concernant la géométrie du Moho sous le sud-est de la France. Deux études essentiellement fournissent des profondeurs de Moho.

Recq publie en 1970 des résultats se basant sur des profils de réfraction établis à partir de tirs en mer au large de Toulon. Ces profils sont venus compléter une étude de 1968 et précisent le tracé des lignes isobathes dans la zone côtière des Maures et de l'Estérel. Les calculs ont été faits dans l'hypothèse d'une croûte à une seule couche de vitesse moyenne 6.24 km/s (onde P) surmontant un manteau de vitesse moyenne 8.15 km/s. On retrouve ces résultats sur une carte publiée par Perrier (1976) puis sur une seconde carte plus récente regroupant les résultats des régions voisines (Fig. 7.6). Sur ces cartes, la discontinuité de Mohorovicic le long de la côte méditerranéenne est fortement

inclinée d'est en ouest (15 km de profondeur à Monaco, 34 sous le massif des Maures). D'autre part, le massif des Maures montre son indépendance par rapport aux Alpes. Entre Nice et le Mercantour, le Moho est très peu profond tandis que sous la région de Digne, il atteint jusqu'à 47 kilomètres de profondeur. La profondeur maximale observée est de 60 kilomètres au nord des Alpes occidentales.

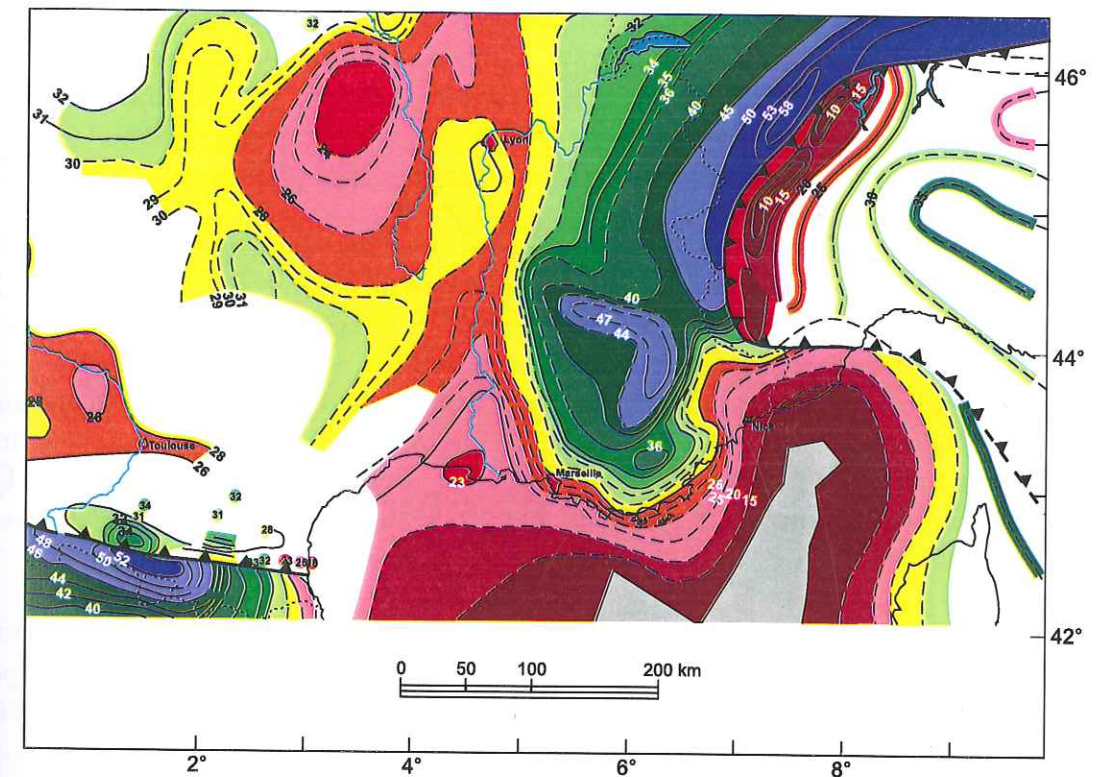


Figure 7.6: Compilation des isobathes du Moho coordonnée par l'IPSN (1992).

Une compilation de profils de sismique grand angle a permis à Waldhauser *et al.* (1998) de proposer une cartographie 3D de la surface du Moho sous les Alpes (Fig 7.7). Ces auteurs distinguent trois Moho : le Moho européen, le Moho de la plaque adriatique et le Moho ligure. La source principale de l'étude est le profil EGT (Blundell *et al.*, 1992). Dans le sud-est de la France, les profondeurs sont déterminées par extrapolation uniquement. Sur la figure, la profondeur maximale du Moho est de 60 kilomètres. L'isobathe correspondant suit la courbure de la limite de la plaque européenne subductée sous la plaque adriatique. Nous retrouvons cette caractéristique dans la carte de la figure 7.6. Par contre, les profondeurs du Moho diffèrent très nettement de celles trouvées précédemment dans le sud-est de la France. En effet, Waldhauser *et al.* obtiennent un Moho globalement plus profond et une géométrie plus régulière, les isobathes sont parallèles et suivent la courbure de l'arc alpin. Cette partie est cependant bien moins contrainte que le reste de la zone d'étude.

Sous les Alpes centrales, le Moho européen est caractérisé par un pendage vers le sud. On passe ainsi de 28 kilomètres sous l'avant pays stable à plus de 55 kilomètres proche du front de subduction. Par contre, un prolongement de ce Moho sous la plaque adriatique,

bien que plausible, n'a pu être mis en évidence. Plus à l'Ouest, le pendage change de direction. En France, la discontinuité s'approfondit d'Ouest en est.

C'est le long du profil EGT que les Moho adriatique et ligure sont le mieux imagés. Sous la plaine du Pô, l'interface croûte-manteau forme un dôme culminant à 27 kilomètres de profondeur. Dans sa partie nord, la plaque adriatique chevauche la plaque européenne tandis qu'au sud elle passe sous le Moho ligure. La profondeur maximale relevée dans la partie sud atteint 54 kilomètres. À l'extrémité ouest de la plaine du Pô, la plaque adriatique présente une structure complexe qui n'est pas clairement imagée par les auteurs. Cette partie forme la zone d'Ivrée. On peut observer à cet endroit un réflecteur bien marqué en sismique verticale, situé au-dessus du Moho adriatique mais ayant un contraste de vitesse du même ordre de grandeur que celui-ci. Ce réflecteur est associé au corps d'Ivrée.

Sous les Apennins, le Moho ligure apparaît vers 20 kilomètres de profondeur au niveau du profil EGT. À sa limite nord, il se trouve 30 kilomètres au-dessus du Moho adriatique. D'autre part, d'après Waldhauser *et al.*, il pourrait s'approfondir du sud vers le nord, à l'Ouest du profil. Le Moho ligure se situe alors, dans cette partie, à plus de 10 kilomètres du Moho européen. Ce décalage pourrait être interprété comme la subduction de la plaque Europe sous le Moho ligure, ce qui ne se vérifie pas dans les marqueurs tectoniques en surface. Le manque de contraintes sur les isobathes du sud-est de la France laisse planer un doute important sur la géométrie du Moho dans cette partie de la carte de Waldhauser *et al.*.

Pour finir, il est intéressant de noter qu'aucune des données utilisées par ces auteurs ne permet de conclure à une éventuelle pénétration profonde des lithosphères européenne ou adriatique dans le manteau supérieur sous les Alpes du sud ou la mer Ligure respectivement.

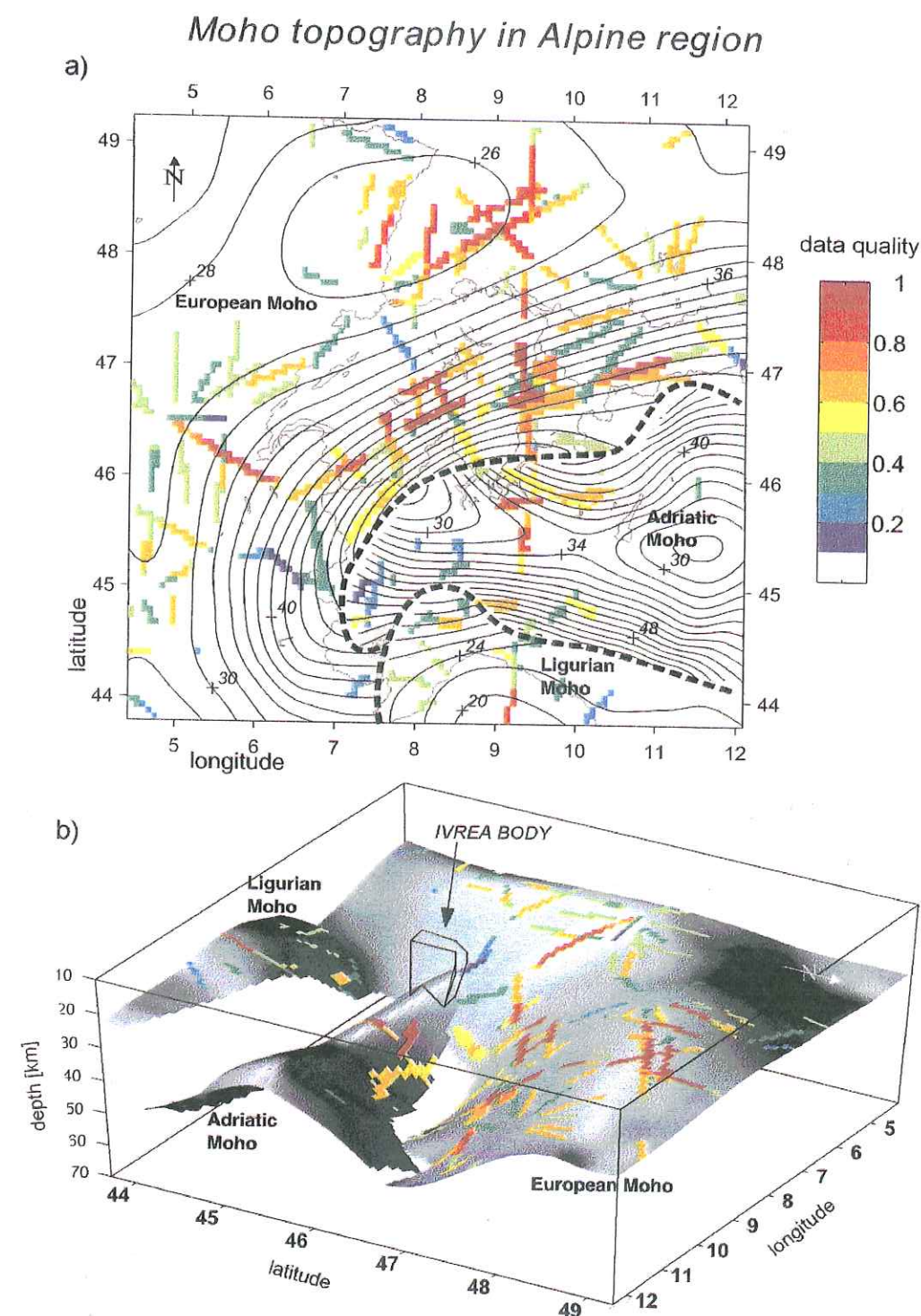


Figure 7.7: Cartographie de la topographie du Moho, d'après Waldhauser *et al.*, 1998.

Chapitre 8

Les Alpes Maritimes

8.1 Présentation des campagnes de mesure

Dans le but de contraindre la géométrie des structures lithosphériques sous l'extrême sud-est de la France, nous nous sommes basés sur des enregistrements sismologiques aux stations large-bande du jeune réseau TGRS (*Très Grande Résolution Sismologique*). Pour enrichir le nombre de données disponibles, nous avons installé des stations large-bande temporaires dans le cadre du programme national GéoFrance 3D. Deux expériences ont été menées. La première, entre octobre 1996 et janvier 1997 a permis de densifier le réseau TGRS et étendre les points d'enregistrement vers le sud-ouest (Fig. 8.1). Pour le deuxième volet, de novembre 1997 à mars 1998, les quatres stations ont formé une ceinture autour des Alpes externes. Un tableau en annexe donne les coordonnées des stations permanentes et temporaires dont les enregistrements ont été exploités.

★ *Les stations TGRS* (Fig. 8.1):

Nous avons utilisé les enregistrements aux stations CALF, SAOF, STET et SMPL. Les trois premières stations sont situées sur le continent, la quatrième en Corse. CALF est installée dans un bâtiment de l'observatoire astronomique de la Côte d'Azur sur le plateau de Calern, au nord de Grasse. La station STET se trouve à Saint-Étienne de Tinée au bord nord-ouest du massif de l'Argentera-Mercantour tandis que SAOF est installée dans une galerie souterraine près de Saorge, au sud du Mercantour. Enfin, la station corse SMPL est localisée à la limite entre la Corse Alpine et Hercynienne, au centre de l'île.

★ *Les stations temporaires* (Fig. 8.1):

FRF et GILY ont été installées dans le Massif des Maures, SLEG et BOL au sud du massif du Mercantour. BOL est entre STET et SAOF tandis que SLEG se trouve approximativement entre CALF et STET. La station REGF est abritée dans une ferme abandonnée du Haut-Var proche de Régusse-en-Provence. Elle se localise au sud du bassin de Valensole. Deux dernières stations ont connu quelques problèmes techniques nous privant de leur données. Il s'agit d'une station installée dans une coupole de l'observatoire de Haute-Provence à Saint-Michel l'observatoire (OHPF) et d'une autre proche de Gap (CEUZ).

Les stations temporaires sont constituées de capteurs large-bande Guralp CMG40 ou CMG3 associés à un système d'acquisition Reftek. Le contrôle du temps est assuré

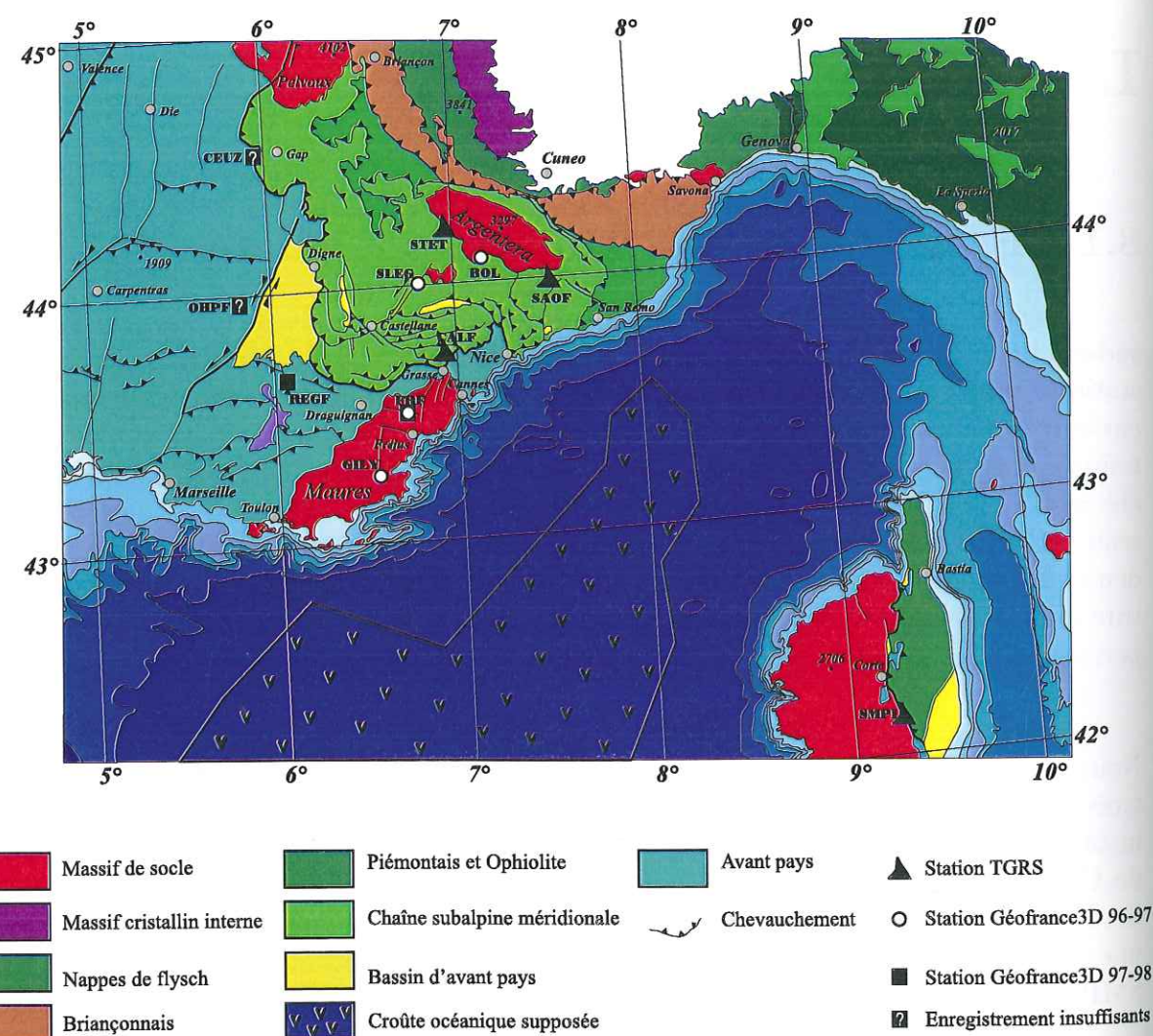


Figure 8.1: Répartition des stations sismologiques large-bande permanentes et temporaires des Alpes du sud sur une carte schématique des principales unités tectoniques extraite de Laurent, 1998.

par un récepteur GPS à chaque station. Ce récepteur permet en outre une localisation précise des stations. Les données sont enregistrées sur un disque dur de type PC. L'échantillonnage étant de 50 Hz et la capacité de stockage de 1 Go généralement, la station d'enregistrement a une autonomie de 1 mois environ. Un passage mensuel aux stations est donc nécessaire.

Les stations TGRS comprennent un capteur STS2. L'échantillonnage des enregistrements numériques est de 125 Hz et 1 Hz en continu. Pour les données dont le pas est le plus petit, seules sont conservées celles correspondant à un événement signalé dans au moins une liste de séismes. Ces listes sont éditées par des organismes français (Renass, Sismalp), pour les séismes locaux ou régionaux, et internationaux (NEIS) pour les séismes mondiaux. Les signaux sont copiés sur un disque optique qu'un correspondant local envoie au laboratoire Géosciences Azur dès la saturation atteinte. Pour la station de Calern (CALF), les enregistrements sont rapatriés automatiquement vers le laboratoire via le réseau internet. Une base de donnée mise à jour régulièrement permet un accès facile aux données.

8.2 Fonctions de transfert

La sélection des enregistrements s'est faite, dans un premier temps, en consultant les listes de sismicité mondiale afin de ne considérer que les tremblements de terre susceptibles de fournir des enregistrements adéquats pour le calcul des fonctions de transfert.

Avant le calcul de la déconvolution des composantes horizontales par la composante verticale des sismogrammes, les enregistrements subissent une rotation pour passer du système géographique (V,N,E) au repère (Z,L,T). Pour cela, nous utilisons l'azimut théorique de l'onde *P*, calculé pour une Terre de structure sphérique. D'autre part, les signaux numériques sont décimés pour réduire leur fréquence d'échantillonnage et leur nombre de points. Nous passons ainsi de 125 Hz pour les sismogrammes du réseau TGRS (50 Hz pour les sismogrammes des stations temporaires) à 7.8125 Hz. Le pas d'échantillonnage est alors de 0.128 secondes. Finalement, la composante verticale est décalée de 12.8 secondes avant le calcul des fonctions de transfert pour nous permettre de visualiser la forme du signal avant le pic principal et de pouvoir éliminer les données douteuses. La déconvolution est calculée pour une série de facteurs de seuillage des valeurs singulières et le résultat choisi est celui qui aboutit à la forme de fonction la plus stable. C'est à ce stade que sont éliminées les données les moins bonnes.

Un tableau en annexe donne la liste des séismes sélectionnés pour le calcul des fonctions de transfert.

8.2.1 Réseau TGRS

Près de 60 fonctions de transfert ont pu être calculées pour chaque station du réseau permanent. Les quatre diagrammes regroupés dans la figure 8.2 présentent la répartition azimutale, selon le paramètre de rai de l'onde *P*, des sismogrammes à partir desquels les

fonctions de transfert ont été calculées. Pour chaque enregistrement, la direction d'arrivée de l'onde P et le paramètre de rai de la phase sont calculés en considérant le modèle Iasp91. Pour cela, il faut connaître la position du séisme correspondant. Elle est donnée dans les tables internationales.

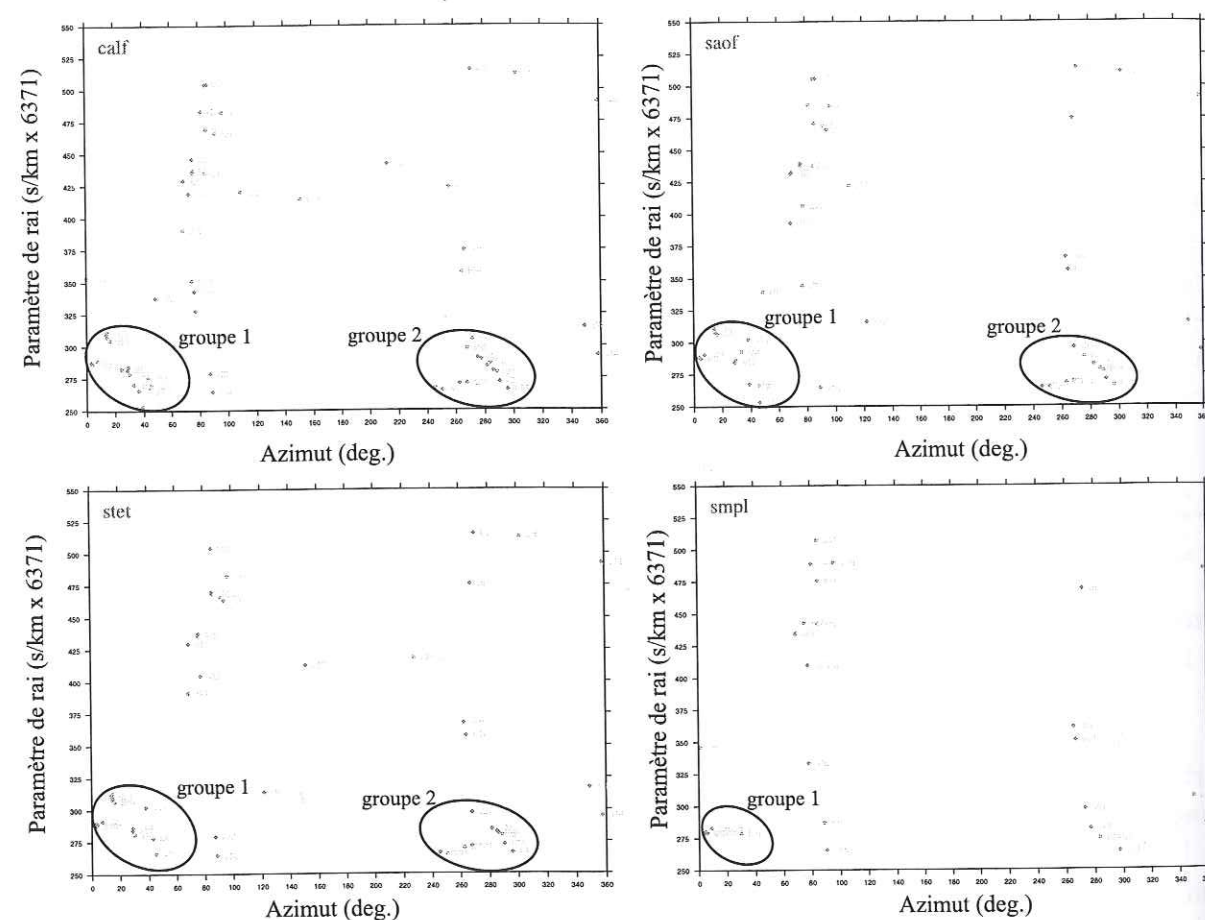


Figure 8.2: Distribution, selon l'azimut d'arrivée et le paramètre de rai théoriques de l'onde P , des événements dont les enregistrements aux stations TGRS ont été étudiés.

La répartition des événements dans les graphiques de la figure 8.2 n'est pas homogène. Trois directions sont en effet privilégiées. Les séismes se placent essentiellement selon les intervalles allant de 0 à 50 degrés, de 60 à 100 degrés et de 240 à 300 degrés. On relève notamment deux groupes pour lesquels la direction d'arrivée des ondes P et le paramètre de rai sont proches. Il s'agit des séismes se localisant dans la zone des îles Aléoutiennes d'une part et des tremblements de terre sud-américains d'autre part. Les premiers forment le groupe 1, les seconds le groupe 2. Pour les deux ensembles, la distance épacentrale est comprise entre 80 et 90 degrés, ce qui correspond à un paramètre de rai moyen de 0.045 s/km. Le dernier groupe présente, entre 60 et 100°, une grande variété de paramètres de rai.

Les figures 8.3, 8.4, 8.5 et 8.6 présentent les composantes longitudinale et transverse des fonctions de transfert calculées à CALF, STET, SAOF et SMPL respectivement. Les

signaux sont tracés selon l'azimut de l'onde P associée. Deux traits verticaux successifs marquent les positions de l'onde P et de la phase convertie PS sur le Moho.

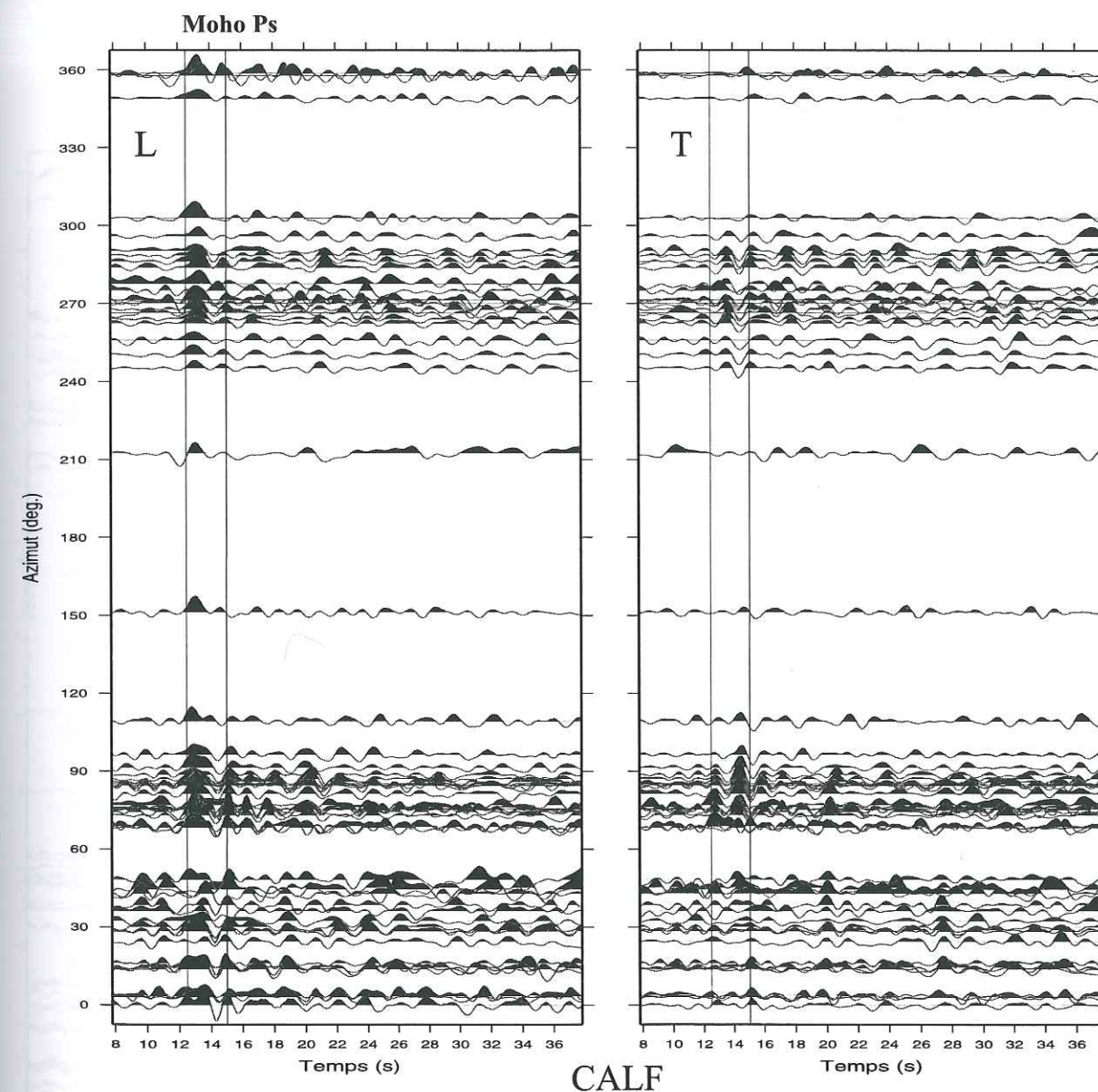


Figure 8.3: Composantes longitudinale (à gauche) et transverse (à droite) des fonctions de transfert obtenues à la station CALF. Le trait vertical à 12.8 secondes donne la position de la phase principale P . Le deuxième marque la phase convertie Ps sur le Moho.

Les composantes transverses des fonctions de transfert présentent une amplitude non négligeable pour les quatre stations. C'est à SMPL que la composante transverse des fonctions est la moins importante.

Le plus souvent, la position de la phase P n'est pas marquée simplement par un pic principal sur la composante longitudinale, comme cela est observé pour les fonctions de transfert synthétiques associées aux structures tabulaires. Ce pic est légèrement décalé

dans un bon nombre de traces. Pour certaines fonctions, il semble exister un dédoublement de ce pic. C'est en particulier le cas pour les fonctions de transfert de CALF. Le pic principal serait ainsi perturbé par une arrivée très proche de la P et de forte amplitude. Il pourrait s'agir d'une phase convertie sur une interface très superficielle, située à 1 ou 2 kilomètres sous la surface.

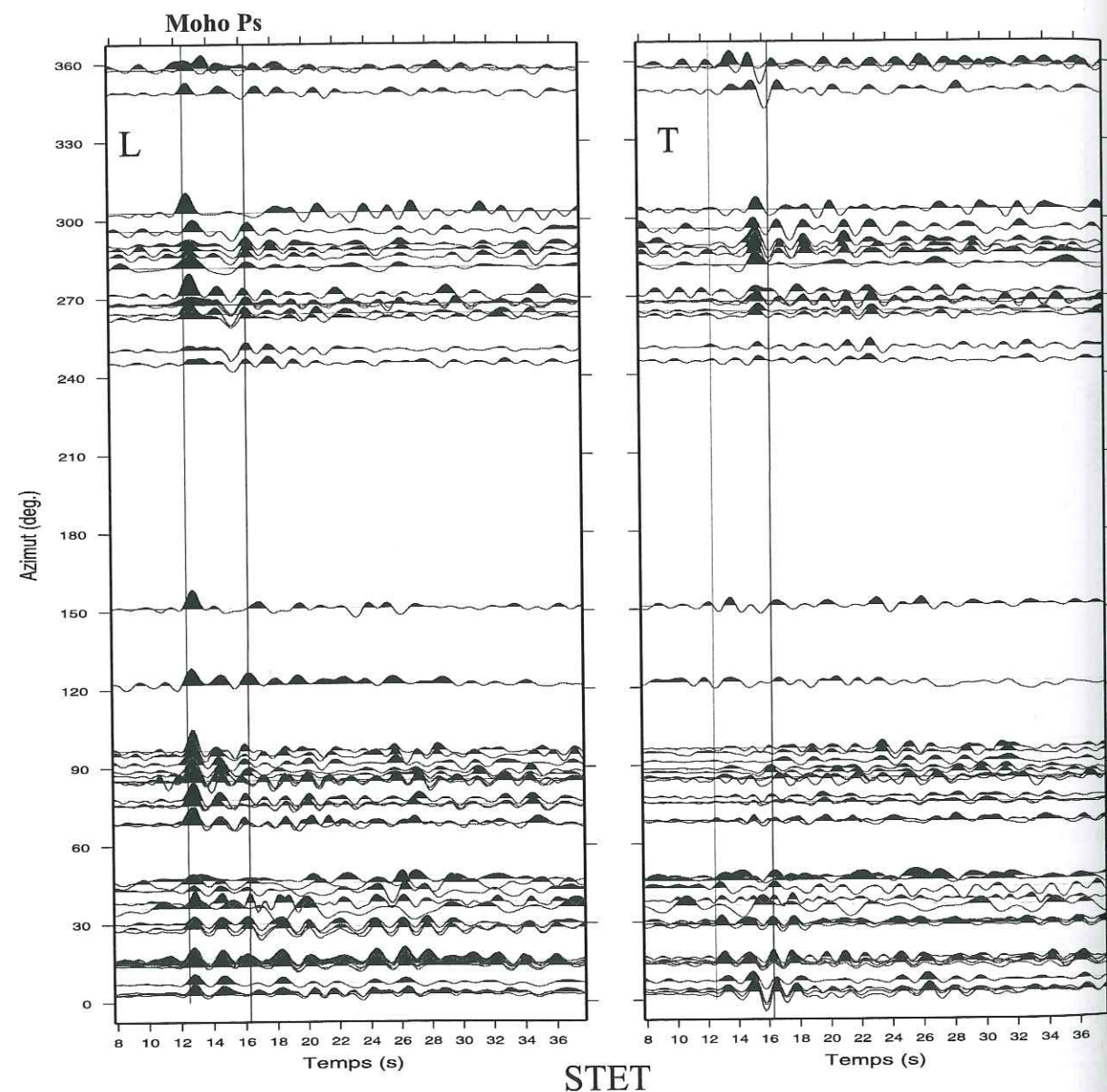


Figure 8.4: Composantes longitudinale (à gauche) et transverse (à droite) des fonctions de transfert obtenues à la station STET. Le trait vertical à 12.8 secondes donne la position de la phase principale P . Le deuxième marque la phase convertie Ps sur le Moho.

La forme des fonctions de transfert est variable selon la direction d'arrivée de l'onde P . La polarité de la composante transverse des phases majeures est notamment fonction de l'azimut. On remarque ainsi très facilement l'alternance positif-négatif de la com-

posante transverse de la phase convertie sur le Moho enregistrée à la station CALF. Pour les traces d'azimut voisin de 270 degrés, la polarité est positive tandis que pour celle d'azimut 90 degrés elle semble négative. La période de variation semble être de 2π .

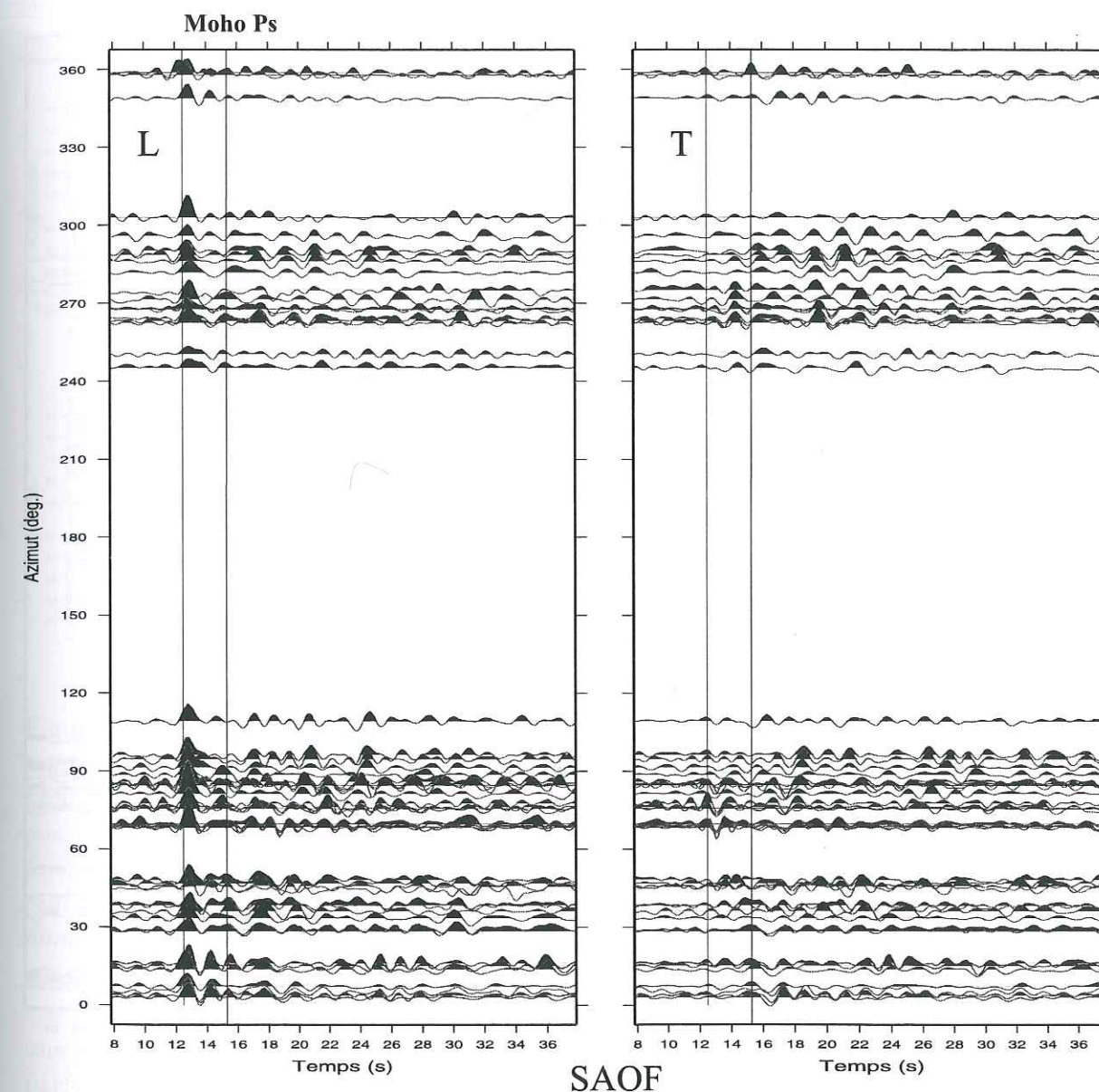


Figure 8.5: Composantes longitudinale (à gauche) et transverse (à droite) des fonctions de transfert obtenues à la station SAOF. Le trait vertical à 12.8 secondes donne la position de la phase principale P . Le deuxième marque la phase convertie Ps sur le Moho.

Sur les fonctions de transfert obtenues à CALF, le pic arrivant environ 2.2 secondes après la position théorique du pic principal peut être interprété comme la phase convertie PS sur le Moho. Le décalage est sensiblement plus grand sous la station SAOF, pour laquelle il est voisin de 2.4 secondes. Pour STET, ce délai croît encore et passe à 3.4 secondes. Enfin, pour SMPL la phase PS du Moho arrive 4.5 secondes après l'onde P .

Le décalage est directement lié à la profondeur du Moho. En considérant une vitesse crustale moyenne identique pour les quatre stations, on en déduit que c'est sous CALF que le Moho est le moins profond et que c'est sous la Corse que la croûte est la plus épaisse.

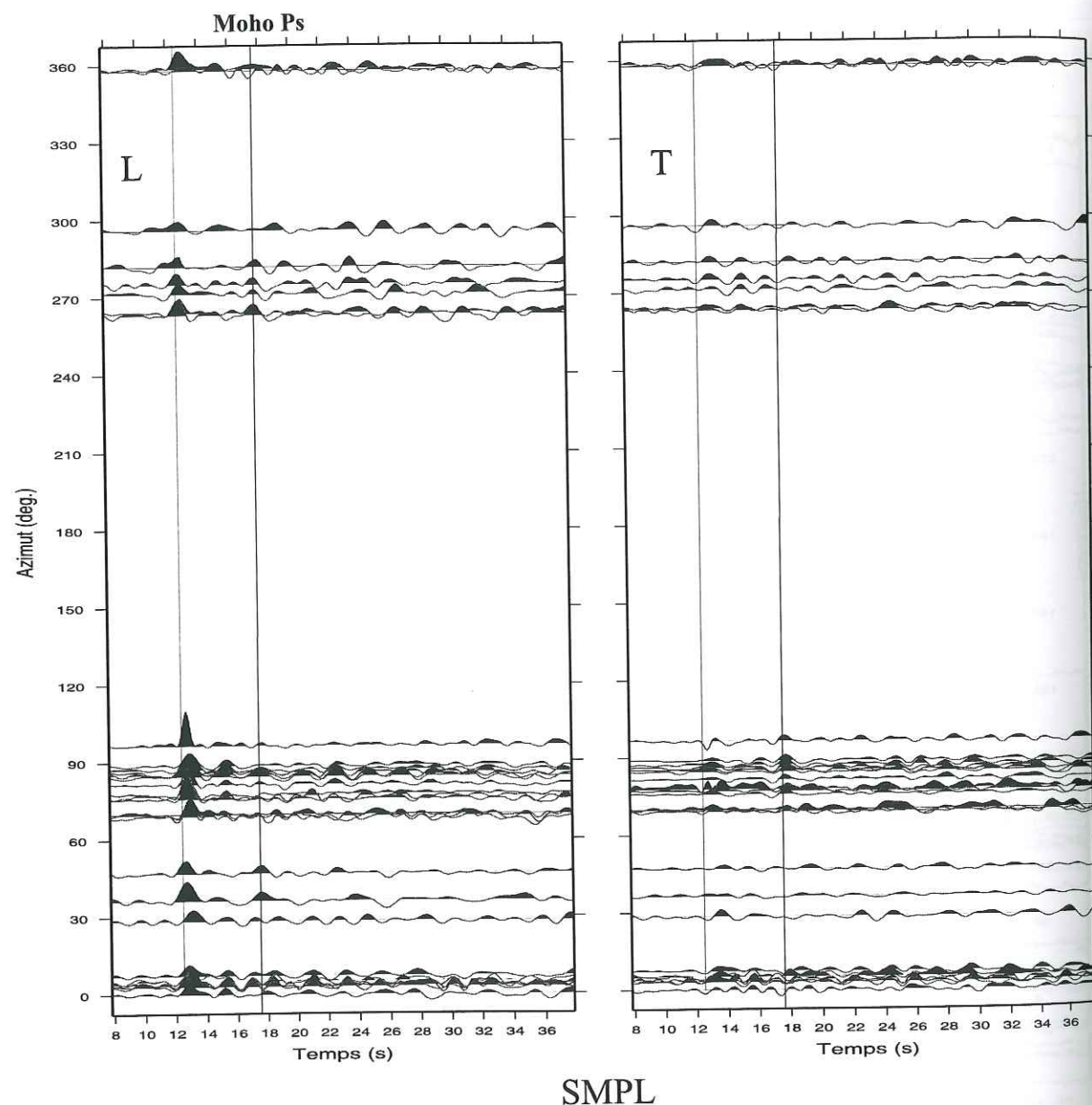


Figure 8.6: Composantes longitudinale (à gauche) et transverse (à droite) des fonctions de transfert obtenues à la station SMPL. Le trait vertical à 12.8 secondes donne la position de la phase principale P. Le deuxième marque la phase convertie Ps sur le Moho.

Pour améliorer le rapport signal sur bruit, nous avons sommé directement plusieurs fonctions de transfert calculées à partir des enregistrements de séismes ayant eu lieu dans des zones voisines. Aux stations de CALF, SAOF et STET, nous avons pu prendre en compte deux groupes distinct : les groupes 1 et 2 cités plus haut. À SMPL en revanche, un seul groupe, le groupe 1, est suffisamment bien représenté pour sommer ses fonctions

de transfert. Pour ces calculs, un minimum de 7 fonctions de transfert a été pris en compte. Pour les deux groupes, le paramètre moyen est égal à 0.045 s/km.

Le résultat des sommations est donné figure 8.7. Autour du signal résultant de la sommation nous avons reporté en grisé l'incertitude sur la forme d'onde. Elle est estimée à partir de l'écart type de chaque sommation.

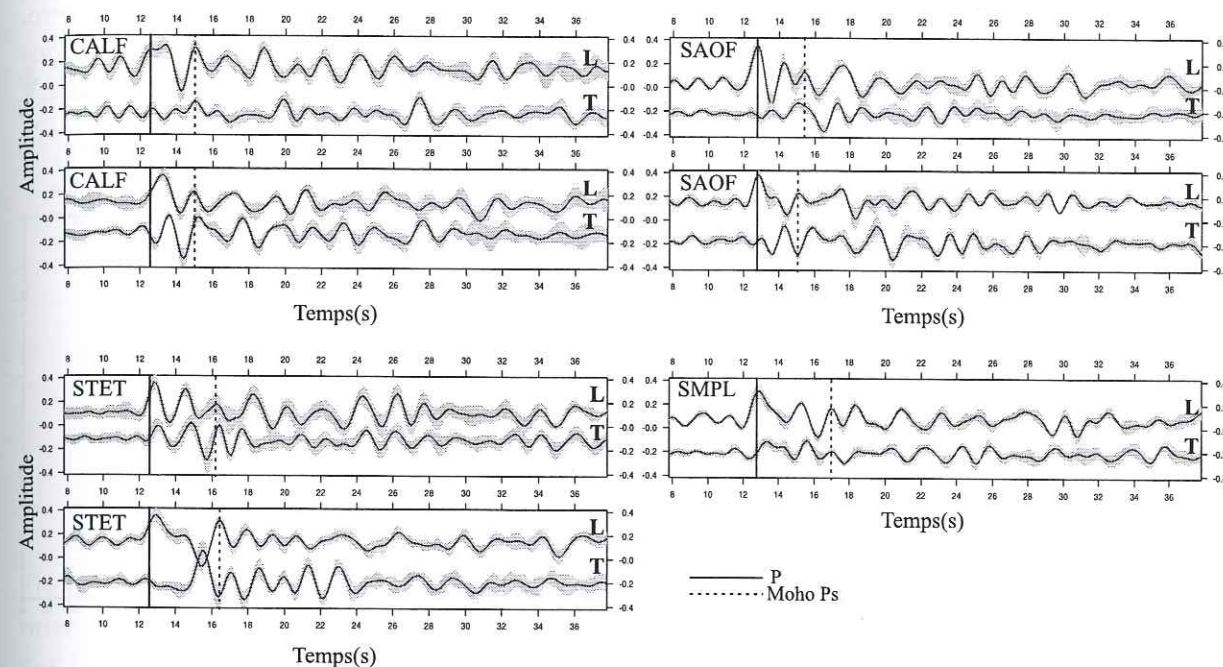


Figure 8.7: Résultats de la sommation des fonctions de transfert pour les stations permanentes. Deux groupes de séismes ont été choisis regroupant des événements dont la localisation est proche. Pour chaque station, le premier diagramme est le résultat obtenu pour les enregistrements du groupe 1 tandis que celui du bas concerne le groupe 2. À chaque fois, les composantes longitudinale (L) et transverse (T) sont représentées. Pour SMPL, seul le groupe 1 existe. La zone grisée correspond à l'écart type associé à la sommation et donne une estimation de l'incertitude sur la forme de la fonction.

Les traces issues des sommations restent très complexes. Les fonctions obtenues ont une forme qui change beaucoup d'une station à une autre. D'autre part, elles illustrent parfaitement la différence de forme à une même station, selon la direction de propagation de l'onde P sous la station. Sur les graphiques, nous avons repéré par un trait discontinu le pic pouvant être associé à la conversion PS sur le Moho sous chaque station. Celui-ci est presque toujours caractérisé par une composante transverse importante. Pour CALF et STET, le pic principal est très nettement perturbé. Il apparaît décalé de la position théorique (12.8 secondes) à STET sur les deux fonctions. Pour CALF, il est suivi de près par un signal de forte amplitude sur la fonction de transfert du groupe 1 tandis qu'il est décalé sur la trace du groupe 2. Un tel décalage est difficile à comprendre. Il pourrait s'expliquer par la présence d'une phase de très forte amplitude dans la seconde qui suit l'arrivée de l'onde P. Cette phase serait alors liée à une structure très superficielle.

8.2.2 Les stations temporaires

Durant les quelques mois de fonctionnement, les stations temporaires ont enregistré quelques télé-séismes nous autorisant le calcul des fonctions de transfert. Nous avons reporté leur localisation dans des graphiques donnant le paramètre de rai en fonction de l'azimut de l'onde *P* (Fig. 8.8). Une dizaine de fonctions de transfert au maximum ont pu être ainsi déterminées pour chaque station. Seules, 4 fonctions cependant ont été calculées pour SLEG. La répartition azimutale des fonctions de transfert est assez pauvre. Les groupes 1 et 2 sont tout de même représentés par quelques événements. Nous avons donc la possibilité de calculer deux sommations différentes pour les stations FRF et GILY (Fig. 8.9).

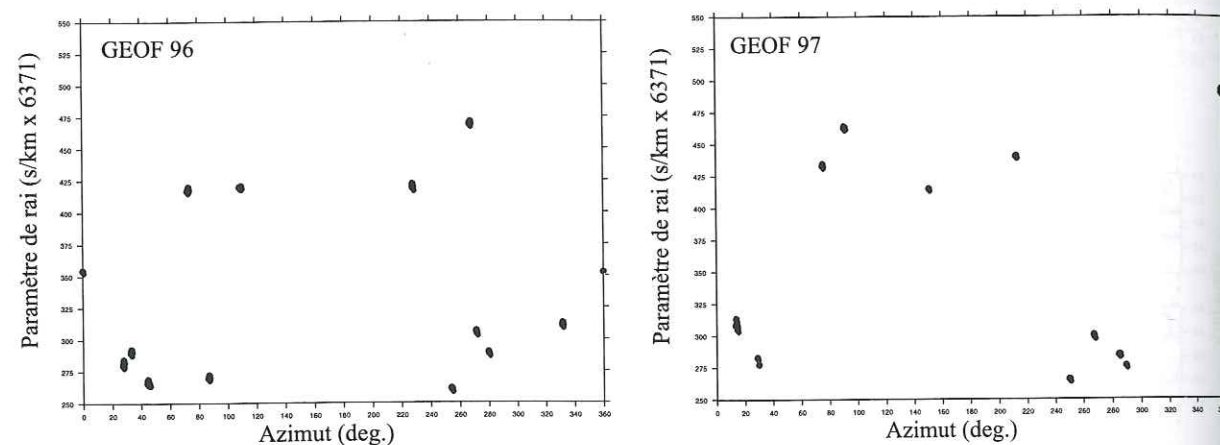


Figure 8.8: Distribution, selon l'azimut d'arrivée et la paramètre de rai théoriques de l'onde *P*, des événements dont les enregistrements aux stations temporaires ont été étudiés.

Une nouvelle fois, les fonctions de transfert sont différentes de celles obtenues à partir des enregistrements des stations du réseau TGRS. Les composantes transverses sont importantes pour les quatre stations. Pour SLEG et GILY le pic principal de la composante longitudinale est légèrement décalé de sa position théorique. Le signal associé à l'onde convertie sur le Moho semble émerger 4 à 4.5 secondes environ après l'onde *P*. Aux stations du massif des Maures (FRF et GILY) nous pouvons noter une certaine ressemblance des fonctions de transfert. Les fonctions obtenues à FRF montrent cependant un pic négatif marqué vers 14-15 secondes, très proche donc du pic principal, qui n'est pas présent dans les fonctions de GILY. Il faut remarquer que la phase convertie PS du Moho n'est pas clairement exprimée dans la fonction de transfert du groupe 1 à GILY. Peut-être est-ce un signe du pendage de cette interface sous la station. En effet, comme Cassidy (1992), nous avons montré dans le chapitre 5 que l'amplitude de cette phase, dans le cas d'un Moho penté, dépendait de la direction d'arrivée de l'onde *P* sur l'interface. Pour une arrivée selon la direction de plus grande pente, l'amplitude du pic associé à la phase convertie est minimale sur les deux composantes longitudinale et transverse. Le Moho sous GILY serait alors penté vers le S-SW car les enregistrements du groupe 1 proviennent de séismes se trouvant dans une direction proche de $N40^\circ$ par rapport à la station.

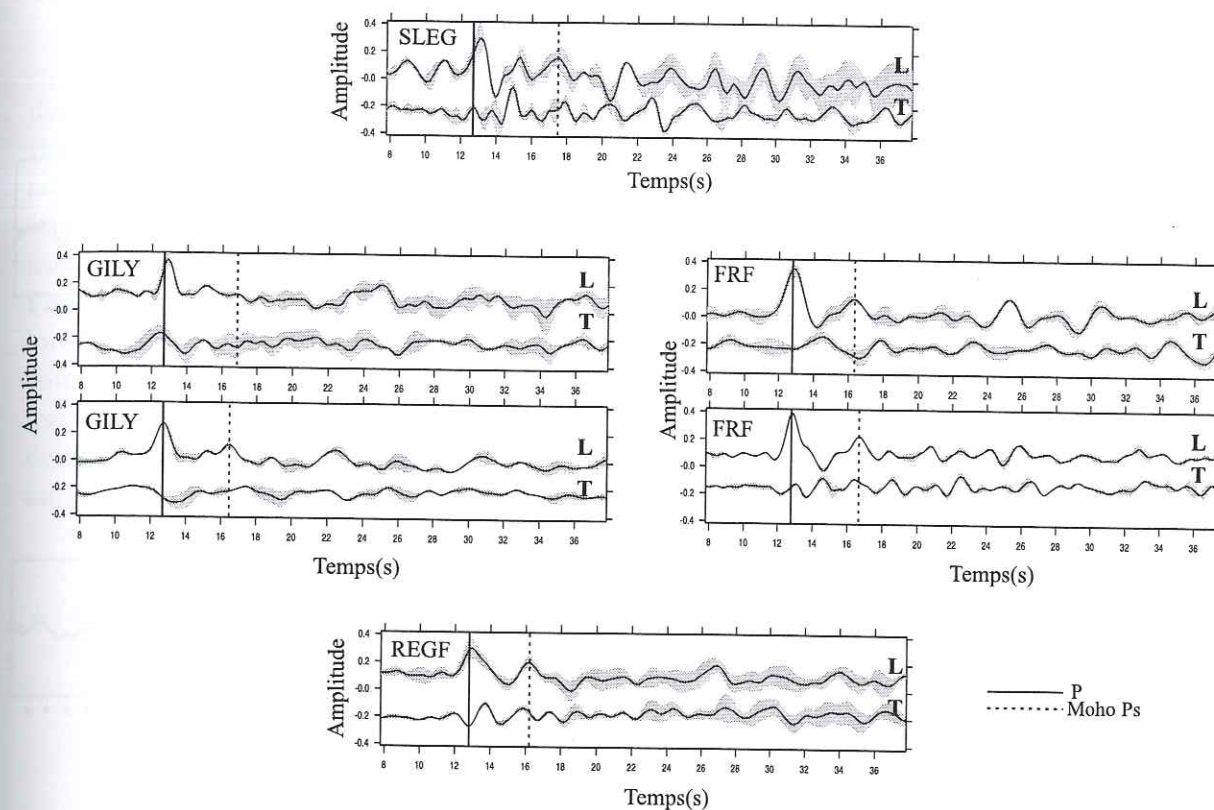


Figure 8.9: Résultats de la sommation des fonctions de transfert pour les stations temporaires. Pour GILY et FRF, deux sommations ont été calculées. Elles sont faites à partir des fonctions de transfert issues d'événements dont la localisation est proche.

8.3 Structures lithosphériques

8.3.1 Inversion : Ammon

La figure 8.10 rassemble les résultats de l'inversion des fonctions de transfert obtenues aux stations larges-bandes des Alpes du sud-est de la France. Pour chaque station, nous avons inversé les fonctions issues des sommations des figures 8.7 et 8.9. Afin de déterminer une structure crustale moyenne sous les points d'enregistrement, nous avons considéré les stacks offrant les inversions les plus stables. Nous présentons ici les inversions de la sommation du "groupe 1" pour les stations CALF, STET, SMPL, FRF, GILY et REGF. Le "groupe 2" donne cependant les meilleures inversions pour les stations SAOF et GILY. Enfin, vu le peu de fonctions de transfert disponibles à la station de Saint-Léger (SLEG), nous avons utilisé la sommation de toutes les traces disponibles.

Seules les composantes longitudinales ont été prises en compte dans cette inversion car la technique employée ne considère que des structures tabulaires. Nous n'obtenons ainsi qu'une image approximative des structures crustales sous les stations. En effet, les composantes transverses des fonctions de transfert observées présentent une amplitude assez conséquente et sont le reflet de variations latérales importantes des propriétés physiques dans la croûte de la zone d'étude.

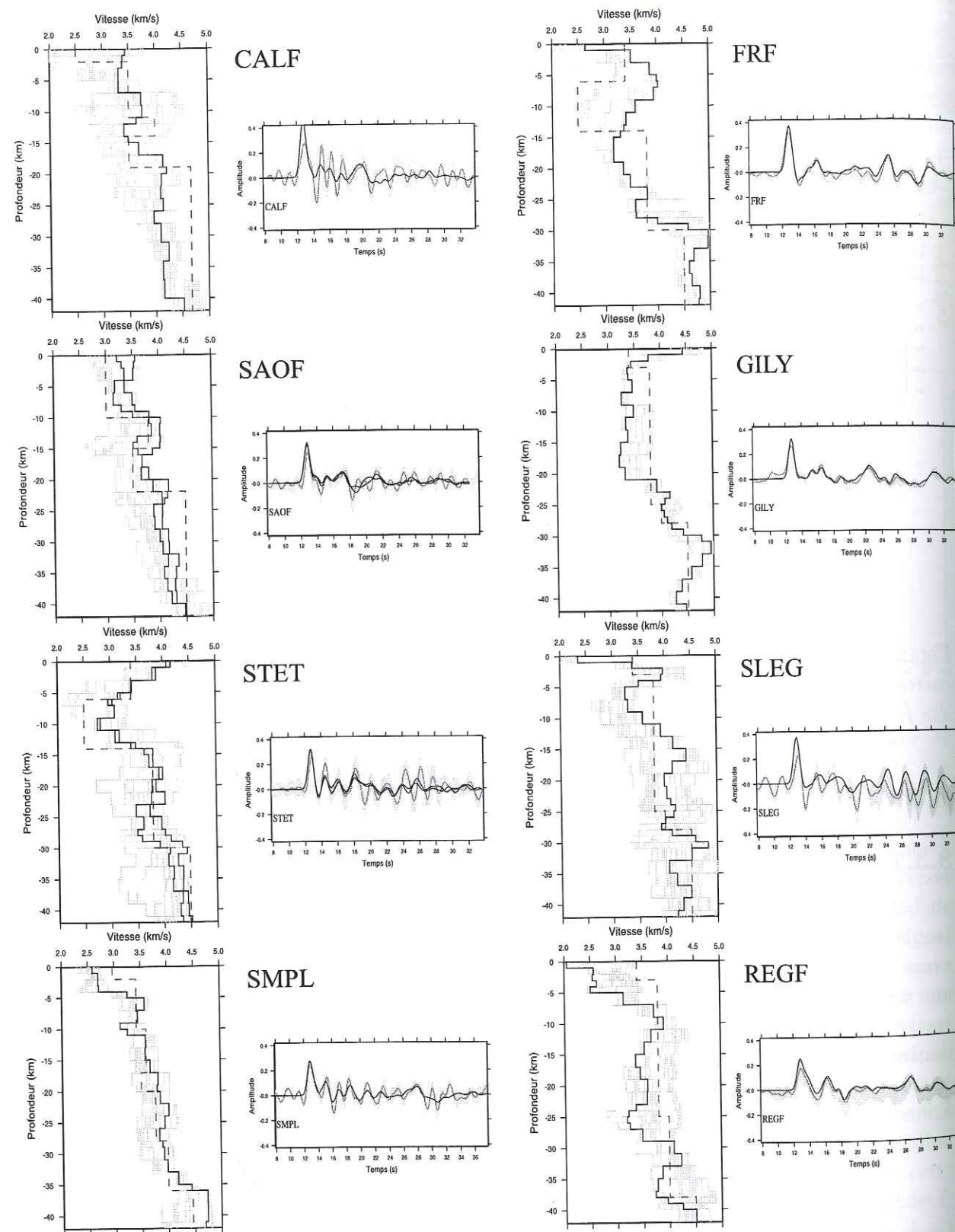


Figure 8.10: Résultat de l'inversion d'Ammon pour les stations des Alpes. Pour chaque station, nous avons reporté tous les modèles solutions obtenus (à gauche). Le trait plus marqué correspond à la solution sélectionnée. La fonction de transfert synthétique associée est proposée dans le graphique de droite. Elle est superposée à la fonction de transfert inversée.

Pour les stations du continent, le profil de vitesse utilisé pour initier l'inversion est déduit d'une modélisation directe des fonctions de transfert préalablement faite aux stations CALF, STET et SAOF (Bertrand & Deschamps, 2000, en annexe). Pour la station corse SMPL, nous sommes partis d'un modèle dérivé d'un profil de sismique réfraction établi par Scarascia *et al.* (1994) (Fig. 8.11). Ces modèles sont décrits par des couches tabulaires dont l'épaisseur varie de 1 à 3 kilomètres. Bien que le pouvoir de résolution de l'inversion ne soit pas aussi fine, les épaisseurs de 1 kilomètre permettent une meilleure localisation des interfaces principales de la croûte. Les modèles sont alors constitués de 30 couches environ. Vingt-quatre inversions ont été menées pour chaque fonction de transfert. Chacune d'elles aboutit à une solution possible au bout de huit itérations. Le facteur de lissage est fixé à 0.2 et le rapport de vitesse V_P/V_S dans la croûte à 1.75, conformément au modèle Iasp91.

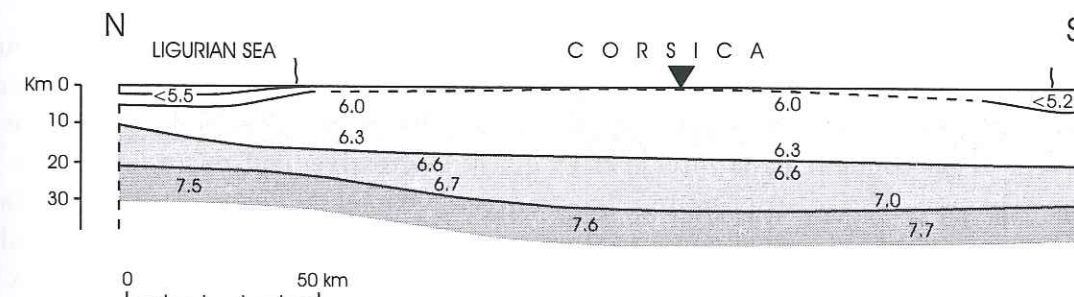


Figure 8.11: Profil de sismique réfraction au travers de la Corse. Le profil est nord-sud et passe dans le Golfe de Saint-Florent à l'ouest du cap Corse (Scarascia *et al.*, 1994).

Les 24 solutions pour les huit stations sont présentées sur la figure 8.10. Les profils dessinés d'un trait plus soutenu sont ceux jugés les plus plausibles. Ils permettent une estimation de la profondeur du Moho sous les stations. Mis à part pour SMPL, les inversions aboutissent à une large gamme de modèles possibles. Ce vaste choix de solutions est probablement relié à la forme complexe des fonctions de transfert. D'autre part, la ressemblance entre les fonctions synthétiques et les traces inversées n'est que très moyenne dans la plupart des cas. Ainsi, les pics négatifs des fonctions de transfert réelles ne sont, par exemple, presque jamais modélisés. Ces pics proviennent de réverbérations entre la surface et des interfaces très marquées assez superficielles et probablement pentées. La forme complexe du pic principal des fonctions de transfert à CALF, STET et SAOF n'est pas non plus modélisée. Là encore, elle est liée aux structures les plus superficielles dont la géométrie ne permet pas une modélisation en termes de couches planes.

Pour la station de Calern (CALF), l'inversion aboutit à une croûte fine d'une épaisseur de 19 kilomètres surmontant un manteau de vitesse anormalement basse (4.2 km/s pour les ondes S, alors que les modèles globaux prédisent une valeur proche de 4.4 km/s). Le modèle est caractérisé par une croûte inférieure de vitesse faible (3.4 km/s) entre 12 et 19 kilomètres de profondeur et une vitesse maximale de 3.75 km/s atteinte entre 7 et 12 kilomètres. Il existerait ainsi une interface bien marquée vers 7 kilomètres de profondeur.

Sous SAOF, l'inversion met en évidence une croûte dont la limite inférieure ressemble à la structure crustale trouvée à CALF. Cependant, le Moho est légèrement plus profond (20 km). Il apparaît une zone de plus faible vitesse entre 4 et 10 kilomètres. Nous retrouvons donc une interface mi-crustale bien marquée. Les vitesses sous le Moho sont, comme pour CALF, relativement petites (entre 4.0 et 4.2 km/s).

La profondeur estimée du Moho croît significativement sous STET. En effet, l'inversion donne une profondeur de 29 km. Cette fois, la vitesse de propagation des ondes S sous le Moho est conforme aux modèles de Terre tels que Iasp91 (i.e. proche de 4.4 km/s). Nous retrouvons une zone juste au-dessus du Moho dans laquelle la vitesse de propagation des ondes est plus faible que la moyenne crustale. Son épaisseur est de 5 km. Une discontinuité de grande amplitude est positionnée vers 14 kilomètres de profondeur. Elle est la base d'une épaisse zone dans laquelle la vitesse des ondes est faible : 3.0 km/s, au plus, pour les ondes de cisaillement.

Pour SMPL, le résultat de l'inversion est bien différent de ceux obtenus pour les stations du continent. Tout d'abord, l'espace des solutions est beaucoup plus restreint. D'autre part, il n'y a pas de preuve de zone à moindre vitesse. Le Moho se trouve à 36 kilomètres de profondeur et la vitesse croît quasi-progressivement entre la surface et la base de la croûte. Une discontinuité importante est cependant relevée 4 km sous la surface. Dans une étude précédente, nous avons inversé des fonctions de transfert calculées à partir d'enregistrements large-bande de stations temporaires installées durant deux mois en 1995, selon un profil est-ouest dans le nord de l'île (Bethoux *et al.*, 1999). Dans ce cas, la profondeur du Moho est relevée vers 28 km dans la partie est du profil, au sud de Bastia. Cette élévation du Moho vers le nord est en bon accord avec le profil de Scarascia *et al.* (Fig. 8.11).

Sous FRF, le Moho est localisé par l'inversion vers 29 km de profondeur. La base de la croûte est mieux marquée pour cette station que pour les autres. La phase convertie sur cette discontinuité correspond, dans la fonction de transfert inversée, au premier pic visible suivant le pic principal. On remarque dans ce cas la très bonne adéquation entre le synthétique et la trace réelle.

Le résultat de l'inversion de la fonction de transfert moyenne obtenue à la station GILY est associé à une trace synthétique proche du signal inversé, comme ce fût le cas pour FRF. Par contre, la structure crustale diffère beaucoup de celle obtenue précédemment. On observe une première interface 22 km sous la surface marquant la base d'une partie dans laquelle la vitesse des ondes est relativement faible (3.3 km/s). Le Moho est placé à 30 km de profondeur.

La fonction de transfert inversée pour SLEG nous fournit une structure se rapprochant de celle déduite de l'inversion à STET. La profondeur du Moho est localisée à 29 kilomètres de profondeur et une zone de moindre vitesse semble exister dans la croûte supérieure, entre 4 et 12 km sous la surface.

Enfin pour REGF, le modèle de croûte déduit de l'inversion est caractérisé par un

Moho très profond : 39 km. Deux discontinuités majeures semblent exister dans la croûte. La première se situerait vers 6 km de profondeur tandis que la seconde prendrait place à 28 km.

La résolution est largement suffisante pour différencier des points à 40 km l'un de l'autre. Les valeurs obtenues, à partir du contenu fréquentiel des données (autour de 2-5 secondes), permet d'avoir une bonne confiance dans la représentation locale de chaque point.

8.3.2 Pendage du Moho

Nous avons pu déterminer le pendage du Moho sous deux stations : CALF et STET. Pour cela, nous nous sommes basés sur la variation de polarité de la composante transverse de la phase P convertie S sur l'interface croûte-manteau. Les figures 8.12 et 8.13 sont extraites d'un article en attente de publication dans le journal *Physics of the Earth and Planetary Interiors* et inséré en annexe dans ce mémoire.

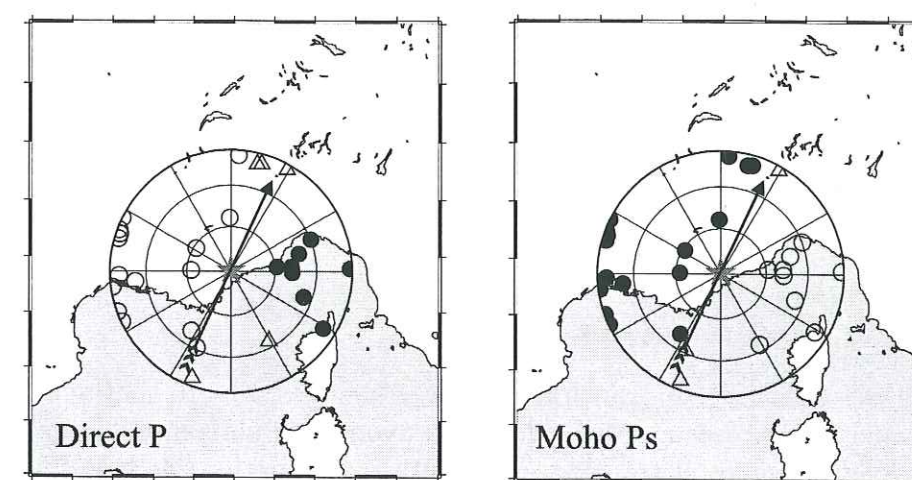


Figure 8.12: Distribution des polarités des phases P et Ps convertie sur le Moho en fonction de la distance épacentrale et de l'azimut théorique de l'onde P . Fonctions de transfert de la station CALF (Bertrand & Deschamps, 2000, article en annexe). Les disques noirs représentent les polarités positives, les cercles vides les polarités négatives et les triangles marquent les positions pour lesquelles la polarité est nulle ou bien incertaine.

La distribution des polarités pour la station CALF divise clairement le diagramme en deux parties, faisant ainsi preuve d'une périodicité de 2π . Une telle période nous permet de considérer le pendage du Moho comme la cause principale de la forme d'onde complexe des fonctions de transfert obtenues aux stations. Les ondes P dont la direction de propagation sous la station est est ou sud-est, montre une composante transverse positive tandis que la composante transverse de la phase convertie PS sur le Moho est négative. Inversement, pour les événements situés au nord et au nord-est de la station, la composante transverse des fonctions de transfert montre un pic négatif pour la phase P et un pic positif pour la phase PS du Moho. Par comparaison avec les synthétiques

étudiés au paragraphe 5.2, nous déduisons la direction de pendage du Moho. Sous CALF, le Moho serait ainsi penté dans la direction $N25^\circ$.

Pour STET, la répartition des séismes enregistrés ne permet pas une détermination aussi nette de la direction de pendage du Moho. Celui-ci serait toutefois penté vers le N-NO.

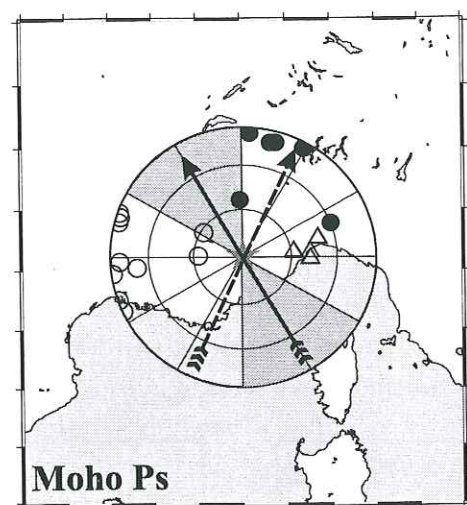


Figure 8.13: Distribution des polarités de la phase P_s convertie sur le Moho en fonction de la distance épacentrale et de l'azimut théorique de l'onde P . Fonctions de transfert de la station STET (Bertrand & Deschamps, 2000, article en annexe).

8.3.3 Grille de diffraction

À partir des fonctions de transfert calculées aux stations du continent, nous avons effectué une analyse de réseau. Pour cela, nous avons pris en compte simultanément les composantes longitudinales et transverses. Trente-trois fonctions de transfert obtenues à partir d'enregistrements simultanés aux stations CALF, SAOF et STET ont été utilisées. Le nombre de fonctions étant insuffisant aux stations temporaires, celles-ci n'ont pas été prises en compte ici. La taille de la grille est de 220 kilomètres de côtés et 90 kilomètres de profondeur. Le pas de la grille est de 5 kilomètres et les vitesses moyennes considérées sont de 7.13 km/s pour les ondes P et 4.23 km/s pour les ondes S .

Le premier résultat est présenté sur la figure 8.14. Il concerne une grille de diffraction évaluée directement des fonctions de transfert des trois stations. Quatre profils verticaux au travers de cette grille sont proposés. Sur ces profils, les parties en rouge représentent les zones de forte cohérence. Il semble difficile d'interpréter les coupes obtenues en termes de points diffractants ou d'hétérogénéités latérales. Par contre, les profils (BB'), (CC') et (DD') permettent de visualiser les traces laissées par les conversions sur le Moho. On retrouve une profondeur proche de 20 kilomètres sous CALF contre 28 kilomètres sous STET. Une croix sur les graphiques indique cette position. Les discontinuités moins profondes déjà illustrées par les inversions d'Ammon se retrouvent également dans les graphiques.

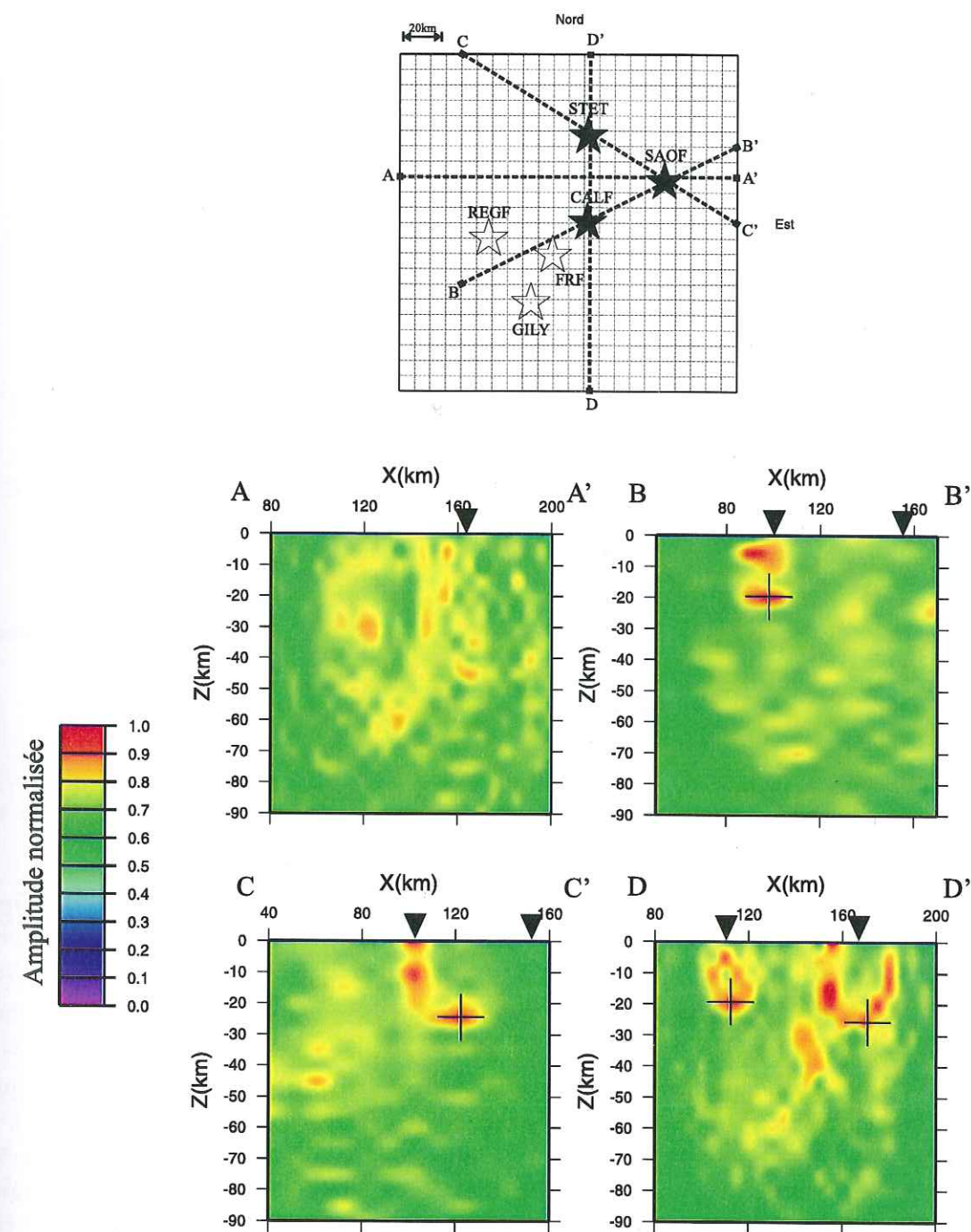


Figure 8.14: Coupes verticales dans la grille de diffraction calculée à partir des fonctions de transfert obtenues aux stations des Alpes Maritimes. Les quatre profils sont indiqués sur la figure du haut. Les stations utilisées sont symbolisées par l'étoile noire. Pour chaque coupe, les triangles noirs marquent la position des stations sur le profil. La croix donne la position du Moho estimé par ces coupes.

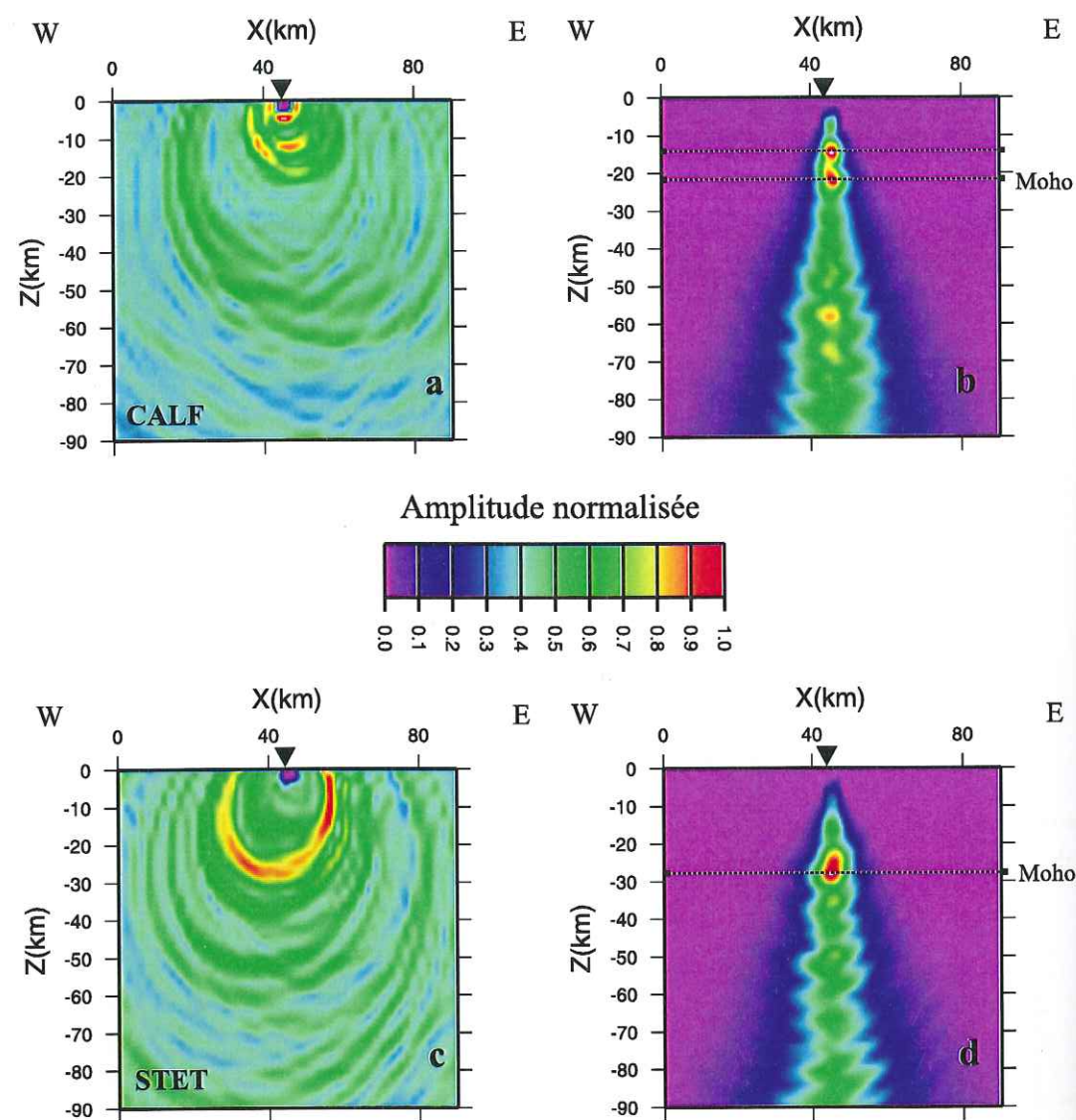


Figure 8.15: Grille de diffraction individuelle pour CALF et STET. a et c : grille directe, b et d : calcul tenant compte des lois de Snell-Descartes. Les profils sont des coupes orientées est-ouest. En utilisant les critères angulaires de Snell-Descartes (b et d), la position des principaux réflecteurs est mise en valeur.

Dans un second temps, nous avons calculé les grilles de diffraction pour chaque station prise séparément, avec le même jeu de données que pour le premier calcul. Pour chaque station, nous avons procédé à deux expériences. D'une part, le calcul direct a été mené et ensuite nous avons tenu compte des lois de Snell-Descartes reliant les angles des phases générées au passage d'une onde sur une interface. Les résultats sont reportés dans les figures 8.15 et 8.16.

La grille de diffraction simple permet d'imager les différences de structure majeures entre les stations. Ainsi, les structures crustales ressortent une nouvelle fois moins profondes sous CALF que sous STET. D'autre part, cette expérience permet de se rendre compte combien la croûte sous SAOF est perturbée. En effet, à cette station, la grille

de diffraction présente des maxima proche de 1 plus nombreux que pour les deux autres stations. Il est de ce fait difficile de repérer le Moho. Deux profondeurs sont ainsi envisageables : 25 ou 35 kilomètres sous la station.

En utilisant les critères angulaires issus de la loi de Snell-Descartes, nous pouvons focaliser mieux les interfaces. De ce fait, elle ressortent mieux pour CALF et STET (Fig. 8.15b et d).

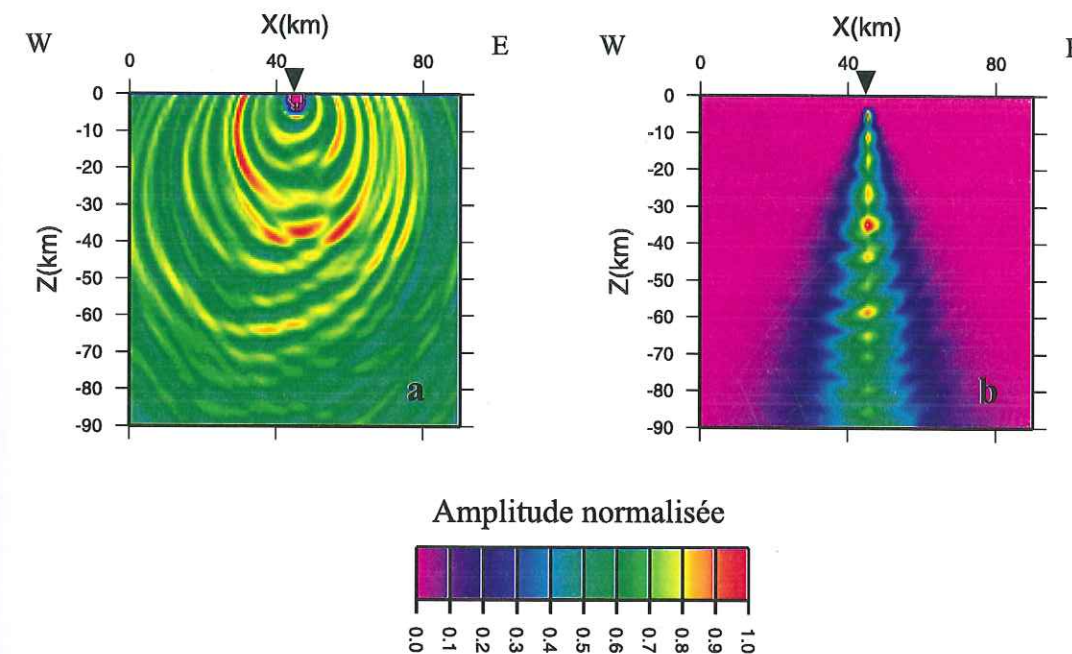
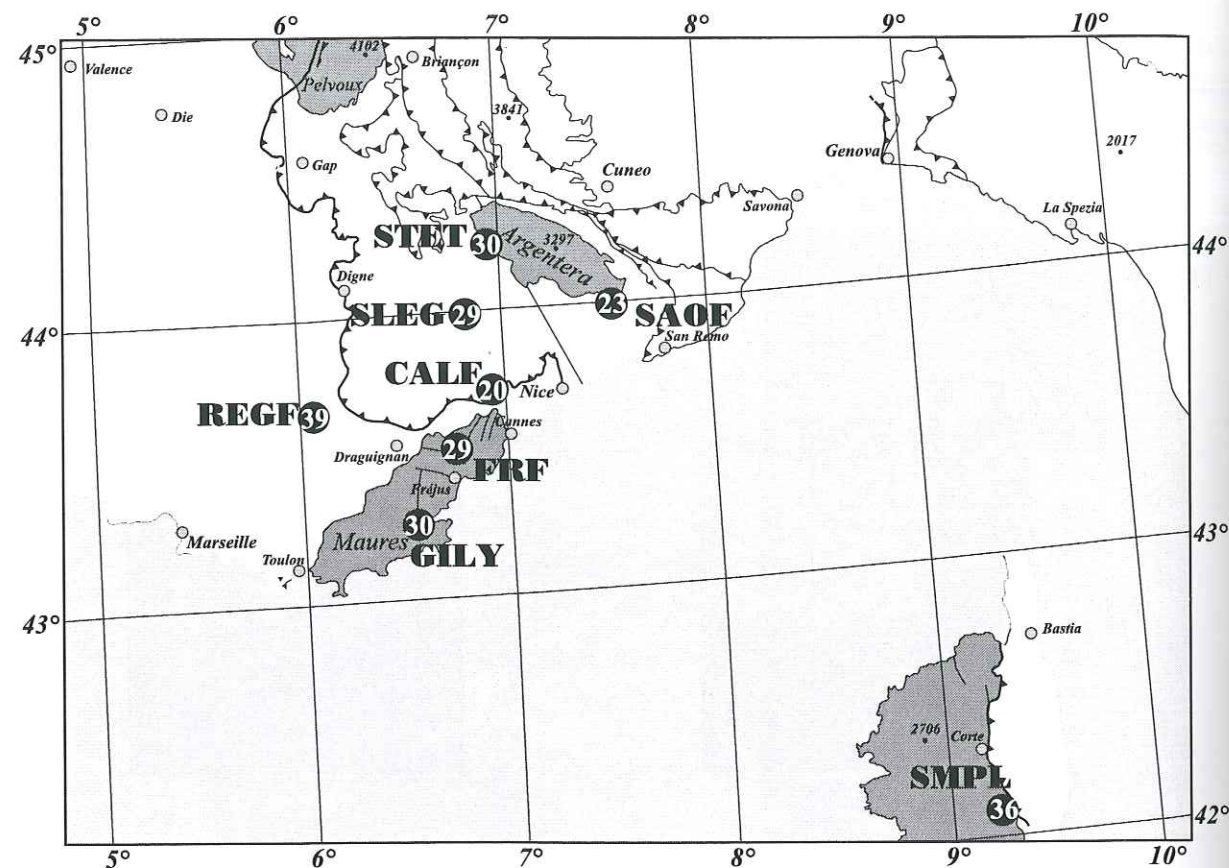


Figure 8.16: Grille de diffraction individuelle pour SAOF. a : grille simple. b : avec les lois de Snell-Descartes.

8.3.4 Profondeur du Moho

L'ensemble des profondeurs de Moho obtenues par les études présentées dans ce chapitre, sont reportées sur une carte remplaçant les principales unités des Alpes du sud de la France, de la Provence et de la Corse.

Les épaisseurs crustales trouvées au sud de l'Argentera-Mercantour sont nettement plus petites que celles publiées par Waldhauser *et al.* (1998). La topographie du Moho est également plus complexe. La discontinuité croûte-manteau sous la zone s'étendant entre CALF et SAOF est moins profonde que sous le massif des Maures. Sous cette partie, le Moho est trouvé à des profondeurs équivalentes à celle obtenues sous l'Argentera. Sous ces deux massifs, le Moho est situé vers 30 kilomètres de la surface, ce qui tendrait à prouver l'absence de racine crustale sous l'Argentera. Les valeurs obtenues sont proches de celles données par les études des années soixante-dix (Labrouste, 1968; Recq, 1970; Perier, 1976). Nous retrouvons des valeurs compatibles avec l'amincissement crustal lié à l'ouverture du bassin Ligure.



36 Profondeur du Moho au point d'enregistrement

Figure 8.17: Profondeur du Moho dans le sud-est de la France. Nous avons reporté sur cette carte les profondeurs estimées de nos analyses.

8.4 Spectre de vitesse

Le paragraphe précédent présentait les résultats obtenus pour l'étude des structures crustales. À présent, nous montrons ceux issus de l'analyse de vitesse. Deux cas ont été étudiés. Tout d'abord, les fonctions de transfert obtenues aux stations TGRS du continent nous ont permis d'estimer les discontinuités principales du manteau supérieur sous le sud des Alpes françaises. Pour cela, nous avons sommé toutes les fonctions des trois stations simultanément. D'autre part, la station SMPL nous a permis de rechercher ces mêmes discontinuités 200 kilomètres environ plus au sud-est.

8.4.1 Partie continentale

Les spectres de vitesse obtenus à partir des fonctions de transfert des stations du continent est plus compliqué que ceux obtenus à la station TAM du réseau GEOSCOPE (cf. Chapitre 6). On reconnaît tout de même les traces des discontinuités de 410 et 670 kilomètres de profondeur sur le spectre direct, sans correction (Fig. 8.18). Elles sont

marquées par des zones où plusieurs maxima relatifs se côtoient, entre 40 et 45 secondes pour la première et entre 60 et 70 secondes pour la deuxième. Bien que l'analyse soit faite avec des sismogrammes de plusieurs stations, sous lesquelles le Moho ne se situe pas à la même profondeur, cette discontinuité est quand même marquée par une barre entre 3 et 5 secondes. Cependant, cette trace est assez large. Sa position, avant celle observée pour le modèle Iasp91 (Fig. 4.12), prouve que le Moho sous les Alpes du sud-est globalement moins profond que celui du modèle théorique, ce qui est en accord avec les paragraphes précédents. Si la phase convertie PS sur le Moho se reconnaît sur le spectre, les réverbérations multiples en revanche disparaissent totalement. Le spectre est en effet plat entre 5 et 20 secondes, alors que nous devrions voir vers 13 secondes la trace laissée par la phase P2p1s, comme c'est le cas pour le spectre synthétique et celui calculé à TAM. Ceci s'explique par le fait que cette phase est plus sensible aux variations latérales de profondeur du Moho que l'onde convertie PS.

Les croix sur les spectres de la figure 8.18 indiquent la positions des maxima associés aux conversions sur les interfaces. Sur le premier spectre, calculé sans avoir tenu compte des couches superficielles, la croix marque l'emplacement du maximum relatif de la phase Ps générée sur la discontinuité de 410 kilomètre de profondeur. Elle est localisée au point (4.1, 42.5). Le spectre étant calculé avec un rapport de vitesse V_P/V_S de 1.75, nous obtenons une profondeur de 446 kilomètres.

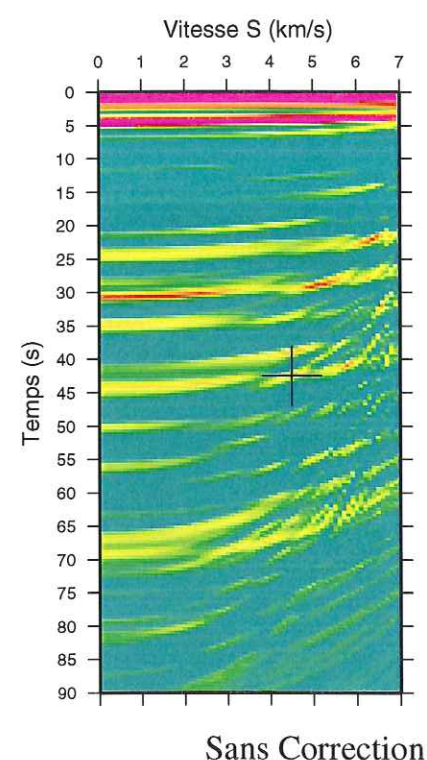
Afin de préciser cette valeur, nous avons calculé un spectre corrigé des structures crustales. Pour cela, nous avons considéré une valeur moyenne de 30 kilomètres pour la profondeur avec une vitesse moyenne de 3.7 km/s pour les ondes S et un rapport V_P/V_S de 1.75. Pour le calcul du spectre par contre, ce rapport est fixé à 1.85, comme l'indique le modèle Iasp91 pour le manteau. Cette fois, le maximum se place au point de coordonnées (4.4, 39). Avec ces valeurs, nous trouvons une profondeur de 401 km, moins importante que dans le modèle Iasp91.

Le dernier calcul permet d'évaluer la profondeur de la discontinuité "670". Nous avons dans ce cas tenu compte des couches supérieures en considérant les valeurs obtenues pour la discontinuité "410". Le spectre obtenu présente un maximum relatif en (5.8, 23) ce qui correspond à une épaisseur de 290 kilomètres, soit une profondeur de 691 km. Cette discontinuité est plus profonde que dans le modèle moyen Iasp91.

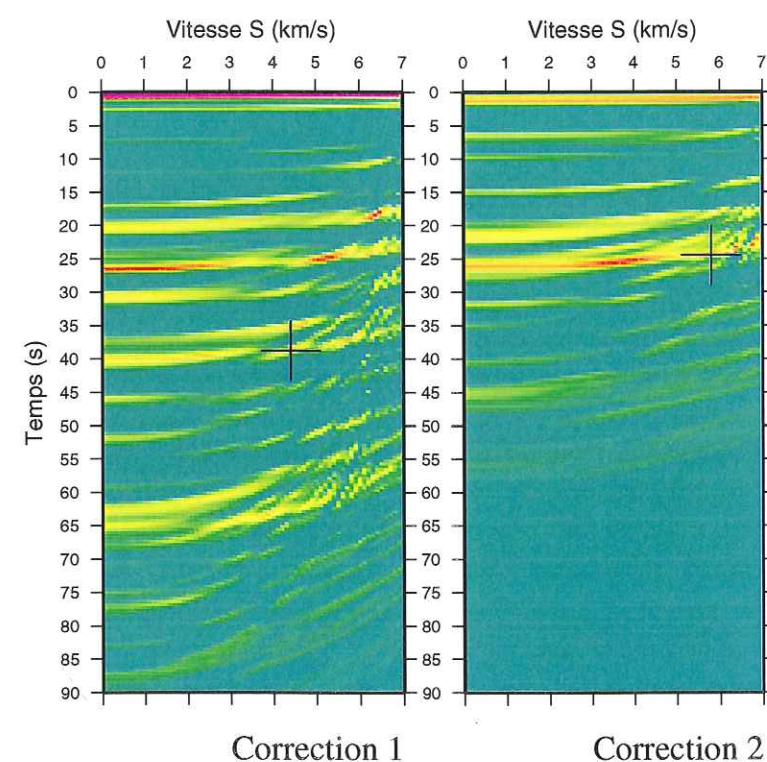
8.4.2 Corse

Un calcul similaire à celui décrit plus haut a été effectué pour les fonctions de transfert de la station SMPL de Corse. Comme avant, plusieurs spectres ont été calculés. Un direct puis trois autres tenant compte successivement des couches superficielles pour intéresser des discontinuités de plus en plus profondes. Les résultats sont proposés dans la figure 8.19.

Les spectres de vitesse sont semblables à ceux obtenus pour la station GEOSCOPE de Tamanrasset. En effet, tout comme pour TAM, sur le spectre non corrigé, trois traces correspondant à trois discontinuités différentes apparaissent vers 25, 43 et 62 secondes



Sans Correction



Correction 1

Correction 2

Figure 8.18: Spectres de vitesse obtenus à partir des fonctions de transfert de CALF, STET et SAOF. Correction 1 : spectre corrigé des structures crustales. Correction 2 : correction pour la discontinuité la plus profonde.

repectivement. D'autre part, le signal de la phase Ps sur le Moho se situe au même emplacement que sur le spectre calculé pour le modèle Iasp91, attestant que le Moho se situe à une profondeur voisine de celle donnée dans le modèle. Ceci est bien en accord avec les 36 kilomètres définis dans le paragraphe précédent à partir de l'inversion de la forme des fonctions de transfert.

Le spectre suivant est calculé en tenant compte de la croûte. Le rapport de vitesse est pris égal à 1.80. Cette valeur correspond à celle donnée par Iasp91 pour les premiers kilomètres du manteau. Le maximum est alors relevé pour une vitesse de 4.5 km/s et un temps de 20 secondes et correspond à une épaisseur de 204 km. Nous en déduisons donc une profondeur de 240 km en ajoutant les 36 km de la croûte.

La deuxième correction est faite pour préciser la profondeur de la deuxième discontinuité. Nous supprimons pour cela les effets de la croûte et de la couche dont la base est à 240 kilomètres de profondeur. Pour ce nouveau calcul, le rapport V_P/V_S est augmenté à 1.85 conformément au modèle Iasp91. Le maximum est alors situé au point (4.9, 17.5) et la profondeur associée est de 426 kilomètres. Cette discontinuité est donc plus profonde que sous le continent. La différence est de 25 km.

Enfin, pour la discontinuité "670", un troisième spectre est calculé tenant compte des couches jusqu'à 426 kilomètres sous la surface. Sur ce dernier spectre, nous remarquons un maximum au point de coordonnées (6.4, 18). Ces valeurs nous donne une épaisseur de 251 km et donc une profondeur de 677 km. Cette profondeur est proche de celle prédite par le modèle Iasp91, mais moins grande que celle obtenue sur le continent. Quatorze kilomètres de décalage sont mis en évidence par cette étude.

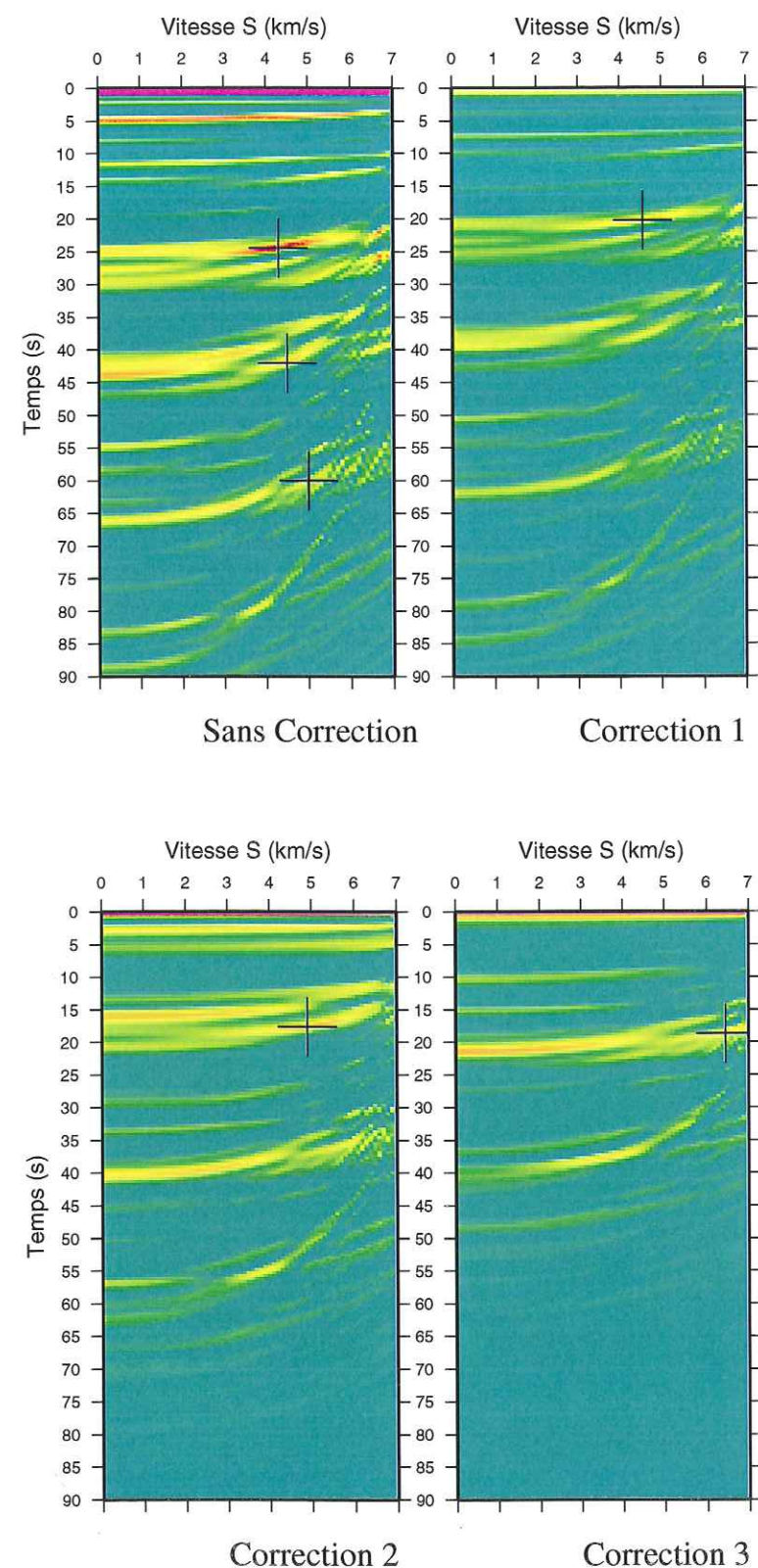


Figure 8.19: Spectres de vitesse obtenus à partir des fonctions de transfert de SMPL. Les trois spectres corrigés permettent une estimation plus juste des profondeurs des discontinuités profondes.

Chapitre 9

La région Campanienne

9.1 Présentation des campagnes de mesure

Dans le cadre du projet sismologique BROADVES, nous avons déployé 5 stations large-bande dans la région Campanienne autour du volcan Vésuve. Les stations ont enregistré la sismicité naturelle durant le printemps et l'été 1996. Le matériel est celui déjà utilisés dans les Alpes Maritimes. Il comprend des capteurs Guralp CMG40 et CMG3 associés à des numériseurs Reftek de 24 bit. L'échantillonnage des signaux enregistrés est de 50 points par secondes. L'objectif de cette campagne est l'étude des structures de la lithosphère. Pour cela, deux analyses sont menées indépendamment. Au côté du calcul des fonctions de transfert, une tomographie télé-sismique est établie par De Gori *et al.* (1998). Ces travaux viennent élargir les études de sismologie active telle que la tomographie 3D du Vésuve faite dans le cadre des projets européens *TomoVes* (Gasparini, 1998).

Les coordonnées des stations sont rassemblées dans le tableau 9.1. La station FAI est située sur le Mont Faito au sud-est du Vésuve. L'île de Capri abrite la station CAP, BAI se trouve à Castello Di Baia, à l'ouest de Naples, dans les Champs Flégréens. À Cicciano, village situé au nord-est du Vésuve nous avons installé la quatrième station CIC. Enfin, TOR est localisée à l'est du Volcan.

Nom	Latitude	Longitude	Altitude (m)	Nature du Sol
FAI	40.667 N	14.484 E	1200	Carrelage
BAI	40.811 N	14.081 E	50	Pilastre
CAP	40.557 N	14.225 E	300	Terre
TOR	40.792 N	14.696 E	180	Rocher
CIC	40.960 N	14.490 E	200	Béton

Tableau 9.1: Coordonnées des stations BROADVES

Les stations CAP, FAI, TOR et CIC sont toutes situées sur le socle calcaire tandis que BAI se trouve sur des dépôts volcaniques (Fig. 9.1). La station la plus proche du

Vésuve, FAI, est placée à près de 15 kilomètres du volcan. La distance la plus courte entre les stations est d'environ 25 kilomètres.

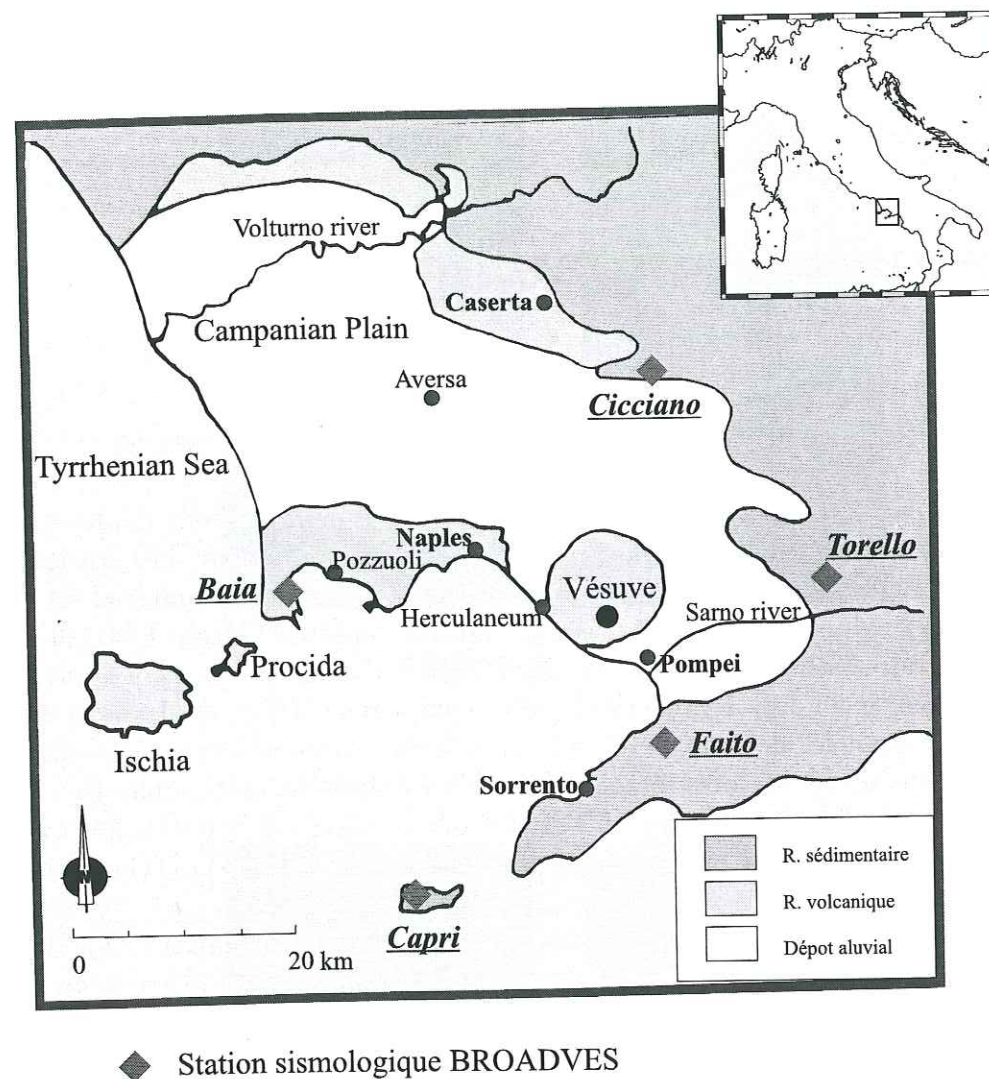


Figure 9.1: Localisation du réseau temporaire BROADVES 1996. La carte présente schématiquement les principales structures géologiques (Scandone, 1991).

9.2 Fonctions de transfert

Les stations ont enregistré la sismicité mondiale de manière continue pendant près de cinq mois. Le meilleur site d'enregistrement est celui de la station CIC. Les stations de CAP et BAI sont les plus bruitées. Ce bruit peut en partie s'expliquer par la localisation même de ces deux stations : très proche de la mer dans des lieux touristiques. Pour BAI, installée dans une ancienne citerne romaine au sous-sol d'un chateau-musée, nous n'avons pas pu exploiter suffisamment de sismogrammes pour permettre une analyse justifiée. Des travaux de réfection du chateau en sont la cause principale.

Vingt-trois téléseismes ont servi au calcul des fonctions de transfert présenté ici.

Les caractéristiques de ces séismes peuvent être lues dans le tableau 9.2. Celui-ci donne la localisation des 23 événements, la distance épacentrale ainsi que l'azimut à la station, calculés au centre du réseau. Chaque séisme est référencé, la référence est notée dans la première colonne du tableau. Nous indiquons également quels sont les enregistrements qui ont abouti au calcul de fonctions de transfert.

Ref.	BAI	CAP	CIC	FAI	TOR	Localisation	Δ (°)	az (°)	stack
e12			◇		◇	Svalbard	40.32	355.80	
g24	◇	◇	◇	◇	◇	Atlantique nord	58.05	255.60	
g25	◇	◇	◇	◇	◇	Ryukyu	88.66	54.20	*
g29			◇	◇	◇	Aléoutiennes	87.53	7.80	*
g31			◇	◇	◇	Aléoutiennes	87.59	7.60	*
g32		◇	◇	◇	◇	Aléoutiennes	87.77	7.10	*
g33			◇	◇	◇	Aléoutiennes	87.83	6.70	*
e32			◇	◇	◇	Philippines	96.80	66.90	*
g35		◇	◇	◇	◇	Aléoutiennes	87.62	7.95	*
g48			◇		◇	Tibet	59.42	75.20	
g54			◇		◇	Kamchatka	76.35	18.70	
g55	◇		◇	◇	◇	Mexique	96.68	299.70	*
e56		◇	◇	◇	◇	Aléoutiennes	80.41	16.25	
e70			◇			Philippines	91.90	69.00	*
g67			◇		◇	Océan Indien	82.87	136.00	*
e75		◇	◇	◇	◇	Equateur	95.19	271.96	*
g72			◇			Indonésie	87.47	94.37	*
g75			◇	◇		Japon	86.73	39.15	*
g76	◇			◇		Japon	86.82	39.20	*
g80		◇	◇		◇	Atlantique sud	61.82	210.42	
g83		◇	◇	◇	◇	Aléoutiennes	87.49	8.02	*
g85			◇		◇	Svalbard	37.38	357.60	
a08			◇	◇	◇	Taiwan	87.90	62.70	*

Tableau 9.2: Liste des séismes enregistrés aux stations large-bande temporairement installées autour du Vésuve. Les losanges indiquent les enregistrements qui ont servi au calcul des fonctions de transfert, les enregistrements qui ont été sommés sont marqués d'une étoile.

La figure 9.2 présente la répartition géographique des séismes dont les enregistrements sont à la base du calcul des fonctions de transfert. La plupart de ces événements se situent, par rapport au nord, entre -5 et 85 degrés de la zone d'étude et à une distance épacentrale supérieure à 80km.

Sept séismes de forte magnitude ont eu lieu dans les îles Aléoutiennes (sud-ouest de l'Alaska). Ils sont référencés *g29*, *g31*, *g32*, *g33*, *g35*, *e56* et *g83*. Pour ces événements, la direction d'arrivée des ondes *P* aux stations est voisine de 10° et la distance épacentrale proche de 87°. Les fonctions de transfert qui en dérivent sont tracées sur la figure 9.3.

Les composantes longitudinales et transverses sont représentées pour FAI, TOR et CIC.

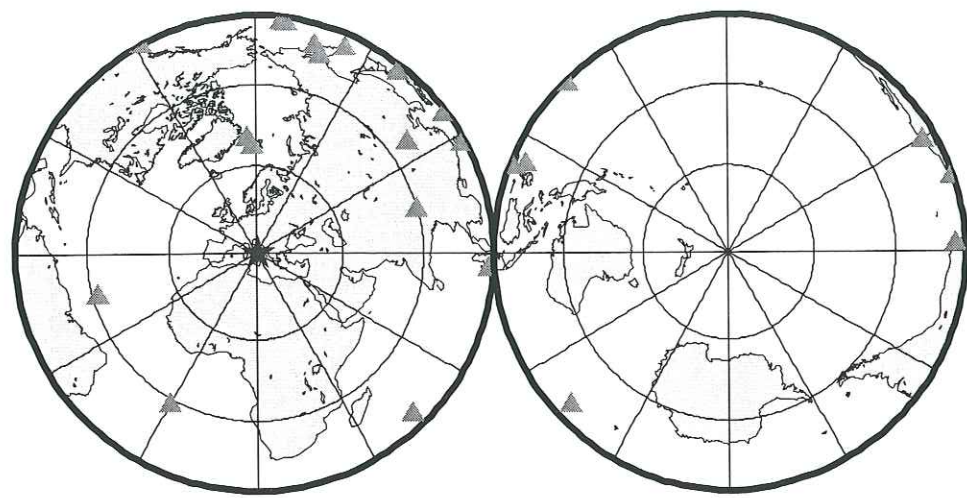


Figure 9.2: Répartition géographique des séismes dont les enregistrements aux stations BROADVES ont été utilisés. L'étoile donne la position de la zone d'étude et les triangles celle des séismes.

Avant le calcul de la déconvolution des composantes horizontales par la composante verticale des sismogrammes, nous avons tout d'abord re-échantillonné les signaux pour augmenter le pas d'échantillonnage et atteindre 0.16 secondes. Cette opération permet de diminuer le nombre de points décrivant les enregistrements sans altérer la forme des signaux aux fréquences qui sont importantes. Bien que nous ne présentons que 30 secondes de signal sur la figure 9.3, nous utilisons une fenêtre de 120 secondes dans le calcul.

À chaque station, les sept fonctions de transfert sont très ressemblantes. Les composantes transverses des fonctions ont une amplitude très importante pour les trois stations, ce qui atteste d'une structure non plane sous la région. Sur toutes les traces, le pic principal sur la composante **L**, associé à l'onde *P*, se situe à 16 secondes en accord avec le décalage imposé à la composante verticale avant le calcul de la déconvolution. La composante transverse de ce pic est négative et d'amplitude assez conséquente. Le rapport d'amplitude T/L est d'environ 0.5. Une telle valeur pourrait montrer que l'onde *P* arrive aux stations avec une direction à près de 25° de l'azimut théorique.

Le pic important relevé sur les composantes **L**, entre 3 et 4 secondes après le pic principal peut être interprété comme la réponse du Moho. Celle-ci est légèrement plus tardive à la station CIC. Les fonctions observées diffèrent ainsi d'une station à une autre. Les composantes **T** aux stations CIC et TOR sont caractérisées par des arrivées de très grande amplitude. Elles sont multiples et n'arrivent pas en même temps aux deux stations. Entre 24 et 28 secondes, la composante longitudinale à FAI est marquée par une arrivée de forte amplitude qui n'apparaît pas aux autres stations.

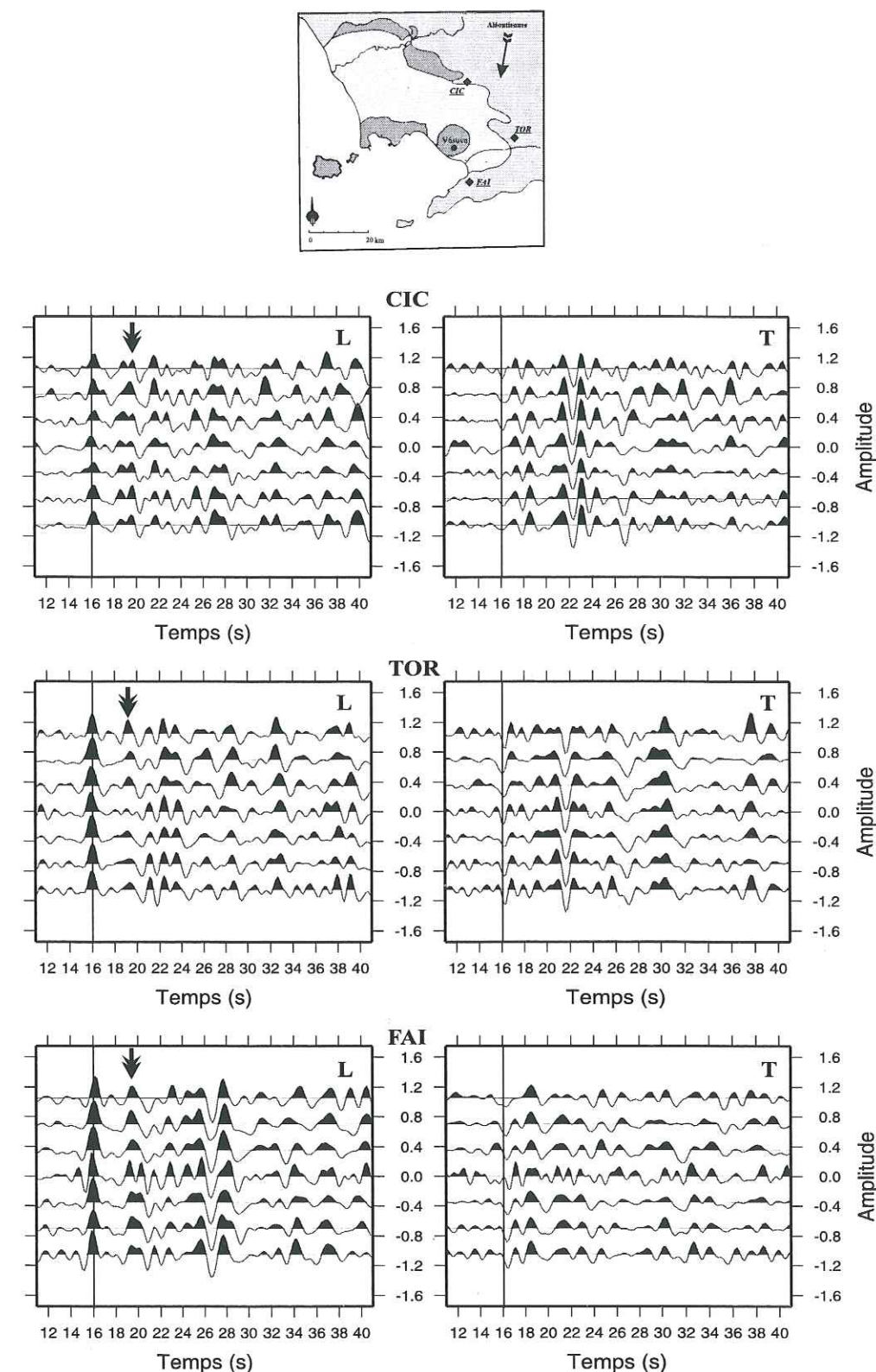


Figure 9.3: Fonctions de transfert calculées à partir des sismogrammes des séismes des îles Alcouthiennes. Les composantes longitudinales (**L**) sont à gauche, les transverses (**T**) à droite. Sur les composantes **L**, nous avons marqué d'une flèche la réponse probable du Moho. Sur le schéma au sommet, nous avons indiqué la direction par laquelle arrive théoriquement l'onde *P*.

Nous avons sommé les fonctions de transfert obtenues à partir d'enregistrements de séismes dont les distances épicentrales sont supérieures à 80 degrés. Cela concerne les traces associées aux événements marqués d'une étoile dans le tableau 9.2. Quinze traces sont ainsi sommées au maximum par station. Pour Capri, ce calcul ne concerne cependant que cinq fonctions de transfert. Les directions de localisation des séismes utilisés sont assez variées. Nous espérons ainsi supprimer une partie des effets des hétérogénéités latérales.

La figure 9.4 montre les résultats des sommations. L'incertitude sur l'amplitude de chaque point des fonctions est déterminée par l'écart type de la somme. Elle est représentée en grisé sur les fonctions résultant de la sommation. On remarque de grands écarts à CAP.

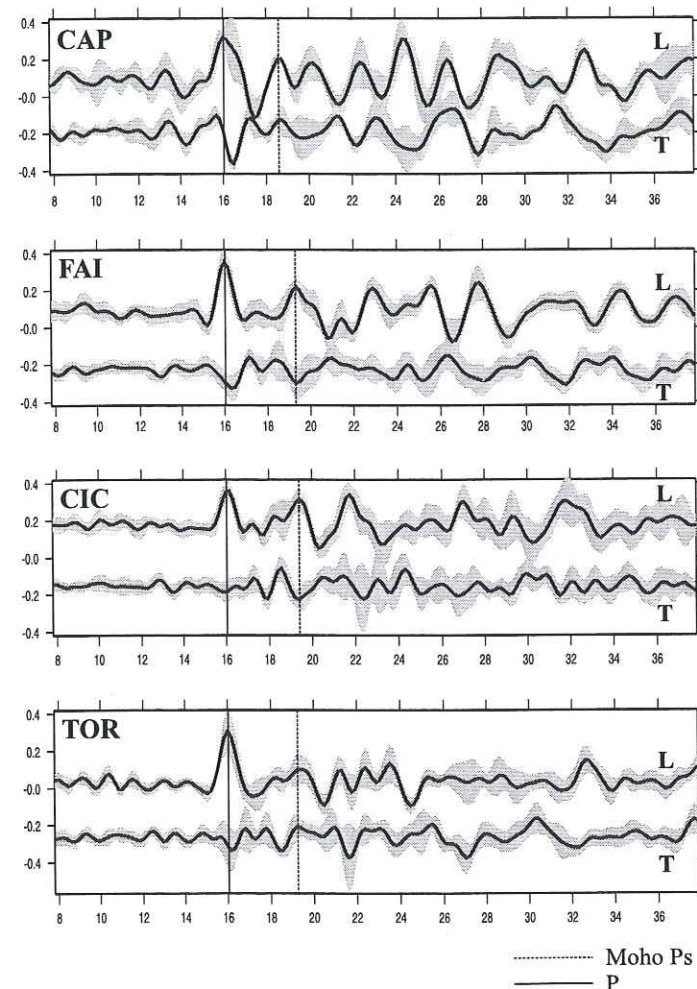


Figure 9.4: Résultats de la sommation des fonctions de transfert aux stations CAP, FAI, CIC et TOR. Les sismogrammes considérés proviennent de séismes dont la distance épicentrale est comprise entre 80 et 96 degrés.

On retrouve les principales caractéristiques déjà observées pour les fonctions de transfert individuelles calculées à partir des sismogrammes des séismes des îles Aléoutiennes. L'amplitude des composantes transverses et l'importance de l'écart type confirme le degré élevé de complexité des structures crustales de la région étudiée. Nous remar-

quons toutefois que l'amplitude des composantes transverses est généralement diminuée et que la sommation tend également à simplifier la forme des composantes longitudinales en éliminant certains pics mais en préservant les plus importants. Nous obtenons ainsi des fonctions de transfert moyennes pour les quatre stations.

9.3 Structures lithosphériques

9.3.1 Inversion

Par la méthode d'Ammon (1991), nous avons inversé les fonctions de transfert moyennes obtenues aux stations (Fig. 9.4) pour avoir une estimation de la structure crustale de la région campanienne. Les résultats de cette inversion sont proposés dans la figure 9.5. Cette figure donne, pour les stations concernées, les profils solutions ainsi que les fonctions de transfert associées. Celles-ci sont comparées aux fonctions réelles.

Les profils de vitesse qui ont servi de base à l'inversion sont déduits du profil de sismique réfraction de Scarascia *et al.* (1994) qui est présenté sur la figure 7.5. Le rapport de vitesse V_P/V_S est une nouvelle fois fixé à 1.75 et le facteur de lissage à 0.2. Le profil de réfraction qui passe au sud de la région que nous étudions, prédit une profondeur de Moho de 28 km environ au bord de la mer tyrrhénienne. Les auteurs repèrent également un deuxième contraste de vitesse important à 50 km sous la surface. Ce réflecteur pourrait être présent sous la Campanie.

Sous CAP, l'inversion met à jour deux réflecteurs marquant de forts contrastes de vitesse. Le premier se situe à 18 kilomètres de profondeur et le second vers 30 kilomètres. Ces deux discontinuités majeures sont le reflet des fortes amplitudes observées sur la fonction de transfert. Nous interprétons la première interface comme le Moho, la deuxième pouvant être la trace du réflecteur plus profond existant sur le profil de Scarascia *et al.*

Le profil trouvé pour la station FAI est assez semblable à celui obtenu pour CAP. Les deux réflecteurs prononcés sont présents vers 25 et 37 kilomètres de profondeur. À 15 km sous la station apparaît une interface marquant la limite inférieure d'une zone à moindre vitesse dans la croûte supérieure. Cette zone se trouve également sur le profil de la station CAP.

Sous TOR, la profondeur du Moho est estimée à 27 kilomètres de profondeur. La zone à moindre vitesse ne se retrouve pas dans la croûte supérieure tandis que le deuxième réflecteur s'approfondit à 40 kilomètres.

Pour CIC, enfin, la structure résultant de l'inversion est encore différente. Le Moho peut être placé vers 30 km. La croûte est composée de deux zones dans lesquelles la vitesse de propagation des ondes est relativement faible. La première est localisée entre 4 et 10 kilomètres tandis que la seconde se place entre 15 et 22 kilomètres.

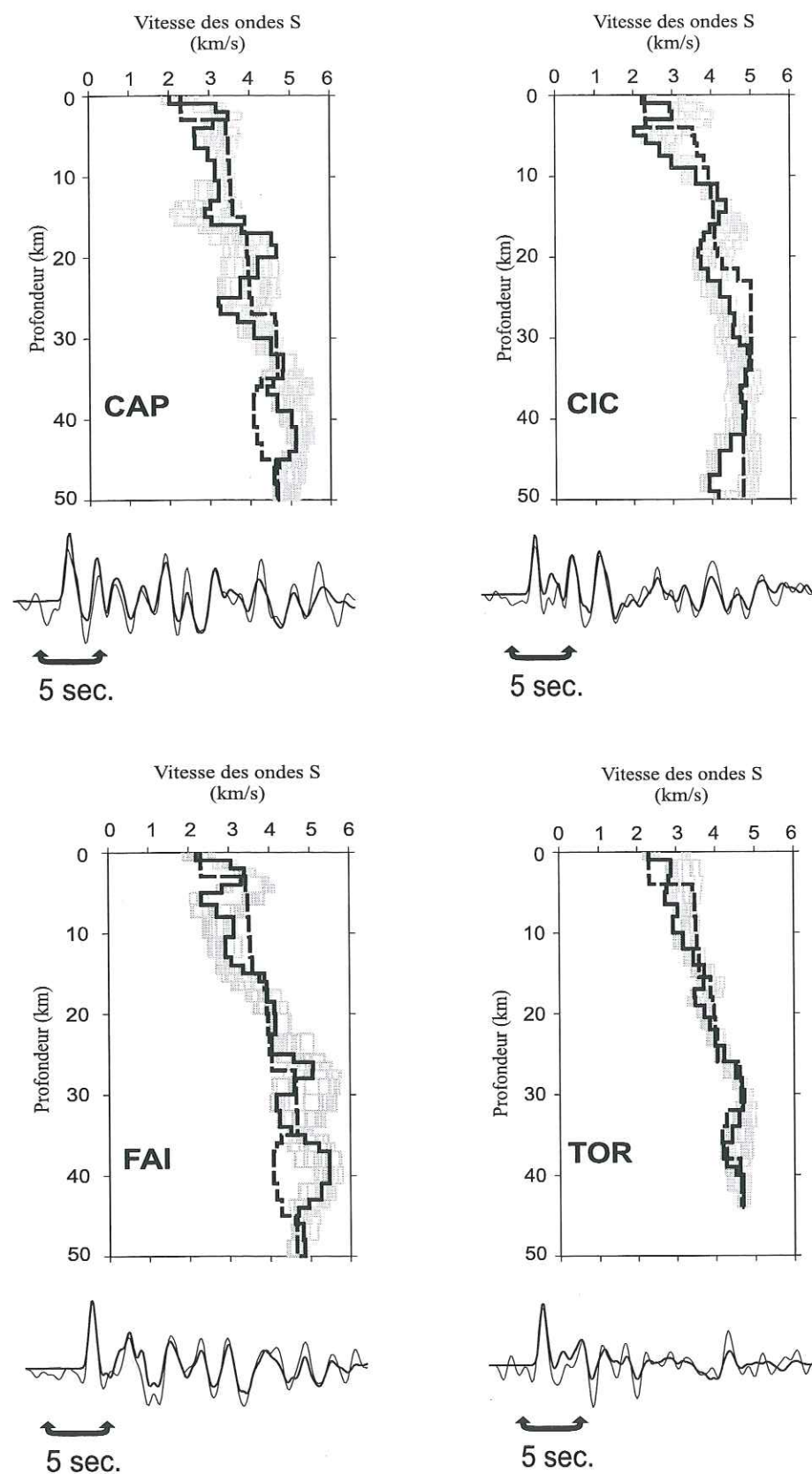


Figure 9.5: Résultat de l'inversion des fonctions de transfert pour la recherche des structures crustales de la Campanie.

Une coupe interprétative des résultats de l'inversion des fonctions de transfert est proposée sur la figure 9.6. Elle est construite selon un profil allant du sud-ouest au nord-est à partir des profils obtenus aux stations CAP, FAI et TOR. Sur ce profil, nous voyons les principales discontinuités. Deux interfaces sont particulièrement marquées. Toutes les deux présentent un pendage vers le NE. La première est interprétée comme le Moho. Elle s'enfonce rapidement entre CAP et FAI, puis entre FAI et TOR son pendage devient moins important. En revanche, pour l'interface la plus profonde, le pendage est assez régulier. Pour cette discontinuité, nous passons de 30 à 40 km du SO au NE. Ce réflecteur serait celui déjà observé sur le profil de réfraction. Nous le trouvons cependant à une profondeur moindre et son pendage est différent de celui estimé par Scarascia *et al.* (1994). Ces résultats s'opposent alors à l'interprétation des auteurs selon laquelle ce deuxième Moho serait en relation avec la subduction adriatique. Il s'agirait plutôt de la trace d'un Moho fossile provenant de l'ancienne subduction de la plaque européenne. Une partie du slab aurait suivi la migration de la région sous l'effet du roll-back de la subduction apenninique et de la rotation du bloc corso-sarde.

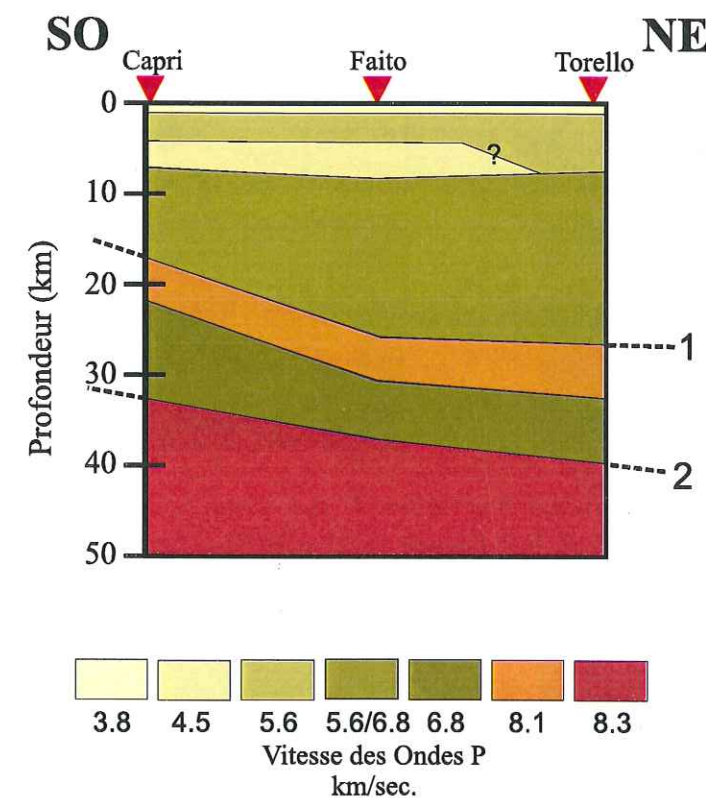


Figure 9.6: Interprétation des résultats de l'inversion des fonctions de transfert des stations CAP, FAI et TOR.

9.3.2 Pendage du Moho

Afin de vérifier la direction de pendage du Moho observée dans les résultats de l'inversion des fonctions de transfert, nous avons cherché à analyser les polarités des principales phases sur les composante transverses. Le nombre de données disponibles aux stations étant limité, nous avons choisi la station CIC pour faire cette étude. En effet,

c'est à cette station que le plus de fonctions de transfert ont été calculées. D'autre part, seules les polarités des pics principaux ont fourni des résultats satisfaisants, la complexité des traces empêchant une observation fine de la polarité de la phase convertie PS. Nous avons pu par contre pratiquer une analyse similaire à une station temporaire supplémentaire installée par l'ING de Rome à moins de dix kilomètres de CIC. Cette station (nommée SARN) ayant enregistré des téléseismes durant 4 mois en 1997, nous avons pu calculer quelques fonctions de transfert complémentaires. Les diagrammes donnant les polarités en fonction de la distance épacentrale et de la direction d'arrivée de l'onde P sont présentés sur la figure 9.7.

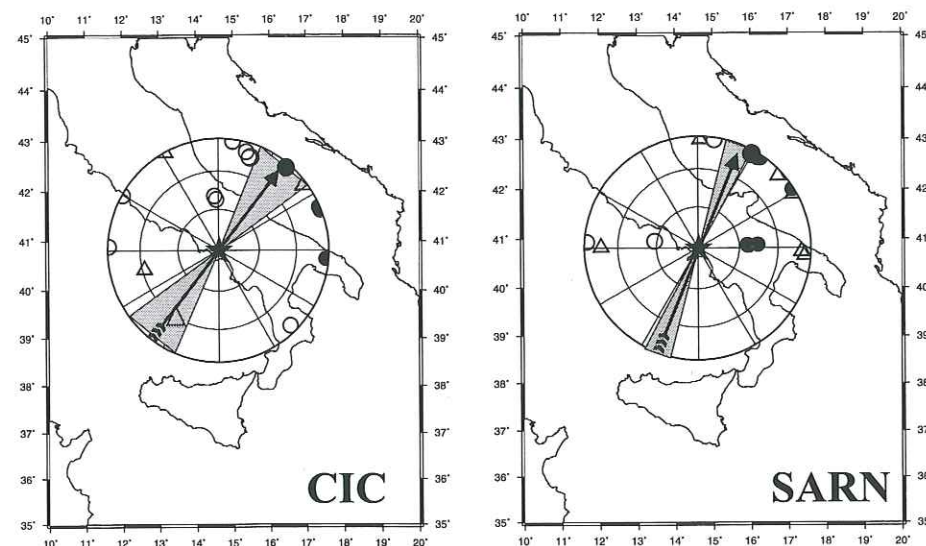


Figure 9.7: Distribution des polarités de la composante transverse du pic principal aux stations CIC et SARN.

La composante transverse des ondes P provenant de l'est et du sud sont positifs tandis que les ondes P venant par l'ouest et le nord montrent une polarité positive. Ceci est bien observé aux deux stations CIC et SARN. Nous en concluons que le pendage du Moho se fait bien dans le sens déduit des inversions, c'est à dire vers le nord-est.

9.3.3 Grille de diffraction

Pour une étude plus complète, nous avons analysé la coda de l'onde P en termes d'énergie diffractée. Pour cela, nous avons considéré sept fonctions de transfert communes aux stations CAP, FAI, TOR et CIC. Il s'agit des références $e56$, $e75$, $g24$, $g25$, $g32$, $g35$ et $g83$. La grille utilisée pour cette analyse a une taille de 100 kilomètre de cotés pour 50 km d'épaisseur. Le pas de cette grille est de 1 km. La vitesse moyenne des ondes P est fixée à 7.13 km/s, celle des ondes S à 4.23 km/s.

Un calcul direct nous a permis d'obtenir les résultats montrés dans la figure 9.8. Quatre profils au travers de la grille y sont regroupés. L'objectif étant de vérifier l'influence du Vésuve sur la forme de fonctions de transfert, toutes les coupes passent par l'édifice volcanique. L'interprétation des coupes obtenues n'est pas très aisée. En effet, à la verticale

du volcan, indiqué par la flèche sur les profils de la figure, aucune amplitude importante ne vient révéler la présence d'une chambre magmatique. Seule la coupe (DD') pourrait présenter à l'aplomb du volcan un maximum relatif vers 15 km de profondeur. Sur la coupe (AA'), une zone bien marquée s'étire entre 20 et 35 kilomètres sous la surface au kilomètre 75 du profil. Ceci semble être la réponse des principales discontinuités crustales observées à CIC lors de l'inversion des fonctions de transfert (Fig. 9.6).

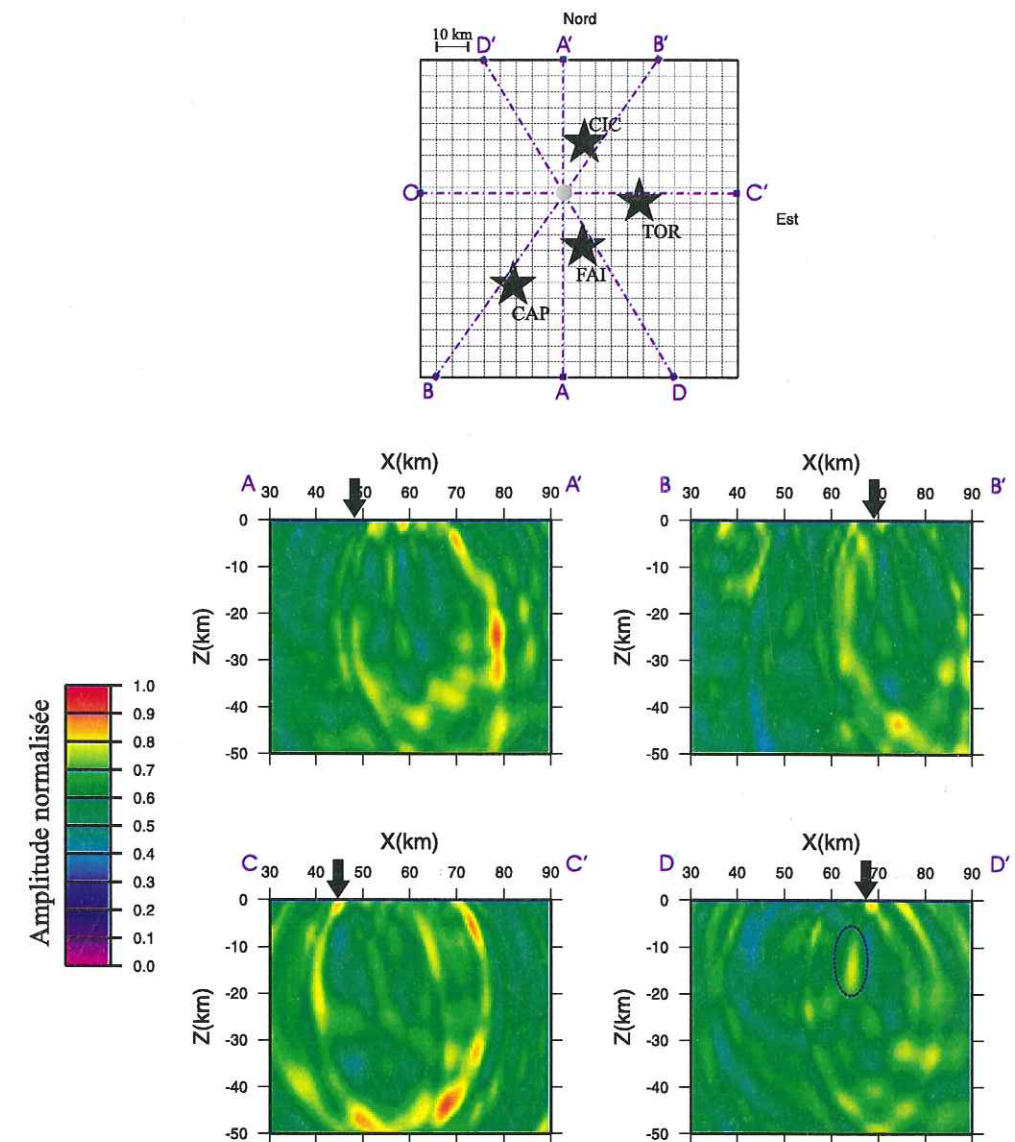


Figure 9.8: Coupes verticales dans la grille de diffraction calculée à partir des fonctions de transfert des stations BROADVES. Les profils sont matérialisés sur le schéma du haut sur lequel les stations ont été représentées par des étoiles et le Vésuve par un disque gris. Sur les coupes, la position du volcan est indiquée par une flèche.

Dans un second temps, nous avons recalculé la grille de diffraction pour CAP, FAI et TOR en tenant compte cette fois du critère angulaire de Snell-Descartes. Un profil au travers de cette nouvelle grille passant par les trois stations est présenté sur la figure 9.9.

Sous les trois stations, le calcul permet une bonne focalisation des phases converties générées aux principales interfaces sous les stations. Nous pouvons ainsi distinguer leur pendage vers le nord-est. Nous retrouvons les deux discontinuités majeures interprétées comme les deux Moho existant dans la région.

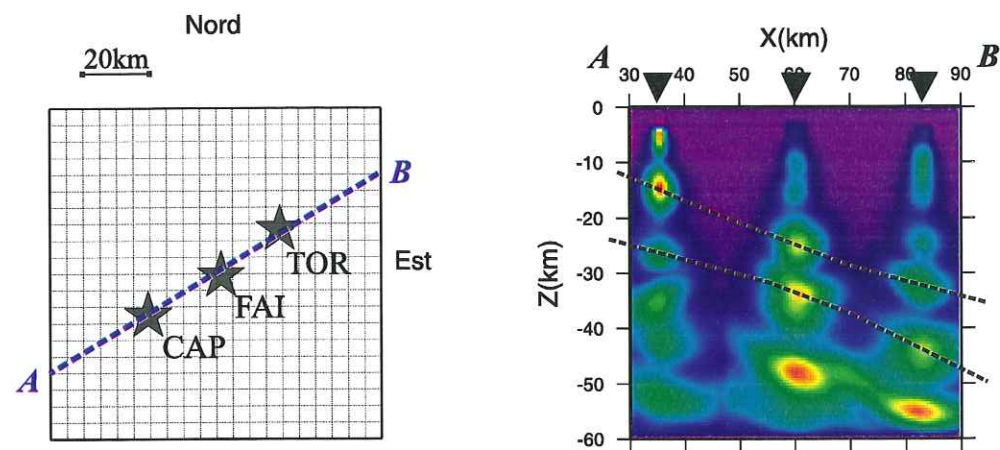


Figure 9.9: Grille de diffraction tenant compte du critère angulaire de Snell-Descartes.

Conclusion

L'analyse des fonctions de transfert calculées à partir des enregistrements sismologiques large-bande nous ont permis de déterminer les principales caractéristiques des structures crustales sous deux régions de la Méditerranée nord-occidentale. D'autre part, les nombreux enregistrements du réseau sismologique TGRS nous ont autorisé une étude des discontinuités du manteau supérieur. Pour la croûte, nous avons pratiqué trois analyses complémentaires :

- * Une inversion de la composante longitudinale a fourni des profils de vitesse moyens sous chaque station. Cette inversion ne tient compte que des structures tabulaires et ne donne une image qu'approximative de la croûte.

- * L'étude des polarités des composantes transverses des principales phases permet de confirmer la direction de pendage de la discontinuité de Mohorovičić.

- * L'analyse en réseau, par le biais du calcul des grilles de diffraction, est un moyen pour quantifier l'énergie diffractée contenue dans la coda de l'onde P. Dans ce cas, la perte d'énergie sur la composante longitudinale pour cause de variations latérales rapides des propriétés physiques du milieu sous les stations est compensée par l'utilisation simultanée des composantes transverses et longitudinales dans le calcul. En ajoutant une contrainte supplémentaire, forçant le programme à ne considérer que l'énergie générée sur des interfaces (critère angulaire de Snell-Descartes), cette partie de l'étude est un moyen supplémentaire pour contraindre la profondeur des principales interfaces de la lithosphère.

Les fonctions de transfert obtenues dans les deux régions font preuve d'un degré élevé de complexité. Leur forme dépend non seulement de la distance épacentrale mais aussi de l'azimut de l'onde P. La composante transverse est dans tous les cas non négligeable, ce qui est bien différent des fonctions de transfert synthétiques calculées à partir de modèles tabulaires. Les traces observées dans cette partie ont un comportement bien éloigné également de celui des fonctions de transfert observées à la station du réseau GEOSCOPE de Tamanrasset. L'amplitude de la coda de l'onde P dans les sismogrammes enregistrés dans les Alpes ou dans la région proche du Vésuve est notamment globalement bien plus élevée.

Les principales discontinuités sous la région campanienne présentent un pendage prononcé vers le Nord-Est. Le doublement du Moho relevé sur le profil de réfraction publié par Scarascia *et al.* (1994), est retrouvé sous la péninsule Sorrentine, mais semble disparaître rapidement plus au Nord. L'analyse des enregistrements téléseismiques acquis lors de la campagne BROADVES 1996 nous a permis d'établir la profondeur du Moho à moins de 20 kilomètres sous l'île de Capri pour atteindre près de 30 kilomètres plus à l'intérieur des terres. L'influence des structures d'origine volcanique telle que la chambre magmatique sous le Vésuve n'a pas été établie. Ceci peut trouver son explication dans l'éloignement des stations par rapport à l'édifice volcanique. Une autre explication réside dans la taille de la chambre magmatique. En effet, les dimensions de cette chambre sont sans doute trop importantes pour permettre de la considérer comme un point diffractant.

Dans les deux cas, le redéploiement des stations temporaires sur le volcan lui-même devrait permettre de déterminer avec précision la géométrie et la profondeur de la chambre magmatique. D'autre part, les expériences de tomographie Tomoves mettent en évidence un fort réflecteur à 3 km sous le volcan. Cette interface correspond au substratum calcaire. La présence de ce réflecteur empêche ce genre d'expérience de pénétrer plus profondément pour caractériser les structures plus profondes. La mise en place de stations large bande permettrait de palier à ce problème. Cependant, l'installation de stations large bande sur le volcan lui-même pose des problèmes de qualité d'enregistrement. Pour compenser cela, il faudrait installer les stations pour une durée suffisamment longue afin de permettre l'enregistrement de séismes de très forte magnitude. Une durée de 1 an semble appropriée.

Notre étude permet de mettre en lumière la complexité des structures crustales sous les Alpes du Sud-Est de la France. Contrairement aux résultats tirés du profil EGT, nous concluons à un Moho peu profond entre la côte d'Azur et le massif de l'Argentera-Mercantour. Cette caractéristique permet d'établir une continuité entre le Moho Ligure et celui trouvé dans le Sud de la France. Sous les massifs des Maures et de l'Argentera-Mercantour, nous situons le Moho vers 30 kilomètres de profondeur. Le point le plus haut est trouvé sous la station de Calern, dans l'arrière pays grassois, pour laquelle le Moho est estimé à près de 20 kilomètres de profondeur. Sous le Haut-Var, nous observons le Moho le plus profond : 39 kilomètres. Sous l'Argentera-Mercantour, nous remarquons un approfondissement du Moho du Sud-Est vers le Nord-Ouest. De 23 kilomètres de profondeur à SAOF, au Sud-Est du massif nous passons effectivement à 30 kilomètres sous STET qui est située plus au Nord-Ouest.

Pour préciser encore la géométrie complexe du Moho entre les massifs externes des Alpes et l'avant pays méridional, des investigations supplémentaires seraient à envisager. En effet, il serait intéressant de densifier le réseau TGRS dans sa partie Sud, c'est à dire entre les stations CALF et SAOF afin d'augmenter l'échantillonnage spatial des points d'enregistrement.

Le calcul des spectres de vitesse pour les stations du continent et SMPL, en Corse, montre une variation latérale relativement rapide de la profondeur des discontinuités du manteau supérieur. En effet, la discontinuité "410" s'enfonce de 25 kilomètres entre le continent et le centre de la Corse, tandis que l'interface "670" s'élève de 16 kilomètres sur la même distance. D'autre part, la discontinuité proche de 210 kilomètre observée aussi bien à la station de Tamanrasset qu'à celle de Corse n'apparaît pas sur les spectres de vitesses calculés avec les sismogrammes des stations du Sud des Alpes. Nous remarquerons également qu'aucune interfaces autres que celles prédites par le modèle Iasp91 ne semblent exister dans le manteau supérieur sous nos stations sismologiques.

Les profondeurs obtenues pour les discontinuités mantelliques sous les Alpes du sud semblent être en accord avec le plongement d'une lithosphère froide dans le Manteau. En effet, la discontinuité "410" est rencontrée à plus faible profondeur que la moyenne (401 kilomètres) tandis que la profondeur de la "670" est plus grande que la moyenne (693 kilomètres). Sous la Corse, nous retrouvons des valeurs plus proches de la moyenne, surtout en ce qui concerne la "670" pour laquelle une profondeur de 677 kilomètres est trouvée.

Partie IV

Caractérisation sismologique de l'Anisotropie Mantellique

Introduction

Les premiers modèles de Terre, tels que PREM ou Iasp91, considèrent notre planète comme un corps élastique et isotrope. En première approximation, les effets d'anélasticité et d'anisotropie sont en effet négligeables. Certaines études ont cependant montré que la vitesse des ondes sismiques était dépendante de la direction de propagation. Cette anisotropie des propriétés physiques des matériaux terrestres se manifeste à plusieurs échelles. Elle est notamment aussi bien observée à l'échelle du manteau supérieur (Hess, 1964) qu'à l'échelle du minéral (Verma, 1960).

Les ondes de volume téléseismiques sont sensibles aux couches anisotropes qu'elles rencontrent lors de leur trajet dans la Terre. Selon le type de l'onde considéré, l'effet de l'anisotropie sur la propagation sera différent. La vitesse de propagation des ondes compressives dans un milieu anisotrope va dépendre de la direction de propagation. Nous observons alors à une station sismologique des temps d'arrivée des ondes P qui varient avec la direction d'arrivée de l'onde. Pour les ondes de cisaillement, nous observons au passage d'une zone anisotrope un phénomène de biréfringence qui sépare une onde S en deux composantes ne voyageant pas à la même vitesse.

Un progrès important dans l'étude de l'anisotropie sismique fût apporté par Vinnik *et al.* en 1984 lorsqu'ils commencèrent à utiliser les phases SKS pour analyser l'anisotropie sismique du manteau supérieur. Ils furent rapidement suivis par d'autres travaux et l'exploitation des SKS devint quasi-systématique (Silver & Chan, 1988, Ansel, 1989, Bar-ruol & Souriau 1995, ...). Les mesures d'anisotropie sont souvent reliées aux déformations de la lithosphère ou du manteau asthénosphérique. Les mesures de biréfringence des ondes SKS, ScS ou même S ayant des incidences quasi-verticales sous la station qui les enregistre, ont une résolution horizontale excellente permettant une comparaison directe avec les structures tectoniques observées en surface.

D'octobre à décembre 1996, nous avons enregistré la sismicité naturelle avec 4 stations large-bande dans les Alpes-Maritimes et le Var venant en complément du réseau large-bande TGRS permanent. Cette expérience ayant été reconduite l'année suivante, nous avons pu exploiter les données enregistrées en un point supplémentaire. Bien que la durée d'enregistrement fut insuffisante vue la sismicité mondiale, nous avons pu à partir de quelques enregistrements disponibles mesurer l'anisotropie sismique sous les stations à partir de l'étude de la biréfringence des ondes SKS.

Plusieurs méthodes sont à notre disposition pour traiter le problème. Elles se basent essentiellement sur la minimisation de l'énergie sur une composante (la composante transversale généralement, plus rarement la composante SH) et ne diffèrent l'une de l'autre que par le moyen mis en oeuvre pour obtenir cette minimisation. Parmi toutes ces méthodes,

celle que nous utilisons ici, développée par Ansel en 1989, a le mérite d'être facilement utilisable. Elle a également prouvé sa robustesse.

Chapitre 10

Caractérisation Sismologique de l'Anisotropie

10.1 Anisotropie et Biréfringence des ondes SKS.

10.1.1 Localisation et nature de l'anisotropie.

D'après Montagner & Tanimoto (1991), la partie la plus anisotrope de la Terre se situerait entre 350 kilomètres de profondeur et la surface. Leur étude, portant sur les ondes de surface, montre en effet que vers 330 kilomètres de profondeur, l'anisotropie diminue fortement et qu'en dessous de 440 kilomètres elle n'est plus détectable. La majeure partie de l'anisotropie se situe donc dans la lithosphère et l'asthénosphère.

Des minéraux anisotropes

Verma (1960) donne les premières mesures de vitesse d'ondes compressives à la pression ambiante dans un cristal d'olivine. Il démontre que ce nésosilicate¹ est anisotrope avec des vitesses variant entre 9.87 km/s pour une propagation parallèle à l'axe a, [100], et 8.65 et 7.73 km/s pour les axes c, [001] et b, [010] respectivement. Cette anisotropie provient de l'arrangement atomique de l'olivine au niveau de son réseau cristallin. Les autres minéraux du manteau, principalement les orthopyroxènes, ont une anisotropie moindre (Kumazawa, 1969) avec une polarisation rapide selon l'axe b, [010]. Le troisième composant du manteau supérieur, le grenat, a une structure cubique et n'est donc que très faiblement anisotrope.

Pour la croûte, les minéraux les plus abondants et les plus anisotropes sont : le plagioclase (un feldspath calco-sodique), la biotite (un mica) et les amphiboles (Barruol, 1993). Le plagioclase est le minéral le plus abondant de la croûte continentale car présent dans les granites et les gneiss. C'est un minéral dont l'anisotropie peut atteindre 50% pour les ondes S (Guilbert, 1995). La biotite est un phyllosilicate. Le nom de cette famille de minéraux est très révélateur puisqu'il désigne des minéraux se présentant sous la forme d'une superposition de fines lamelles. Cette structure particulière rend la biotite encore plus anisotrope que le plagioclase. Elle atteint 70% pour les ondes de cisaillement. Enfin,

¹minéral formé par des tétraèdres de silicates $[SiO_4]^{4-}$ indépendants et isolés par des cations.

les amphiboles (la hornblende par exemple), sont des espèces présentes essentiellement dans la croûte inférieure et ont une anisotropie modérée de l'ordre de 30% pour les ondes S selon l'axe c , [001].

Déformation des roches

Le mécanisme le plus probable expliquant l'anisotropie du manteau est une orientation préférentielle des minéraux anisotropes dans une roche (Ansel, 1989). Après les premiers résultats de Birch (1960), la relation entre l'anisotropie des péridotites (roche du manteau supérieur) et l'orientation de l'olivine (constituant majeur des péridotites) a été étudiée sur des échantillons (Christensen, 1966). La direction rapide de propagation des ondes, observée au niveau de la roche, correspond à un alignement de l'axe rapide de l'olivine. Des études de terrain concernant de grands massifs ophiolitiques ont été menées. Elles montrent que l'orientation de l'olivine peut être cohérente sur tout un massif (Pesselnick & Nicolas, 1974 ; 1978).

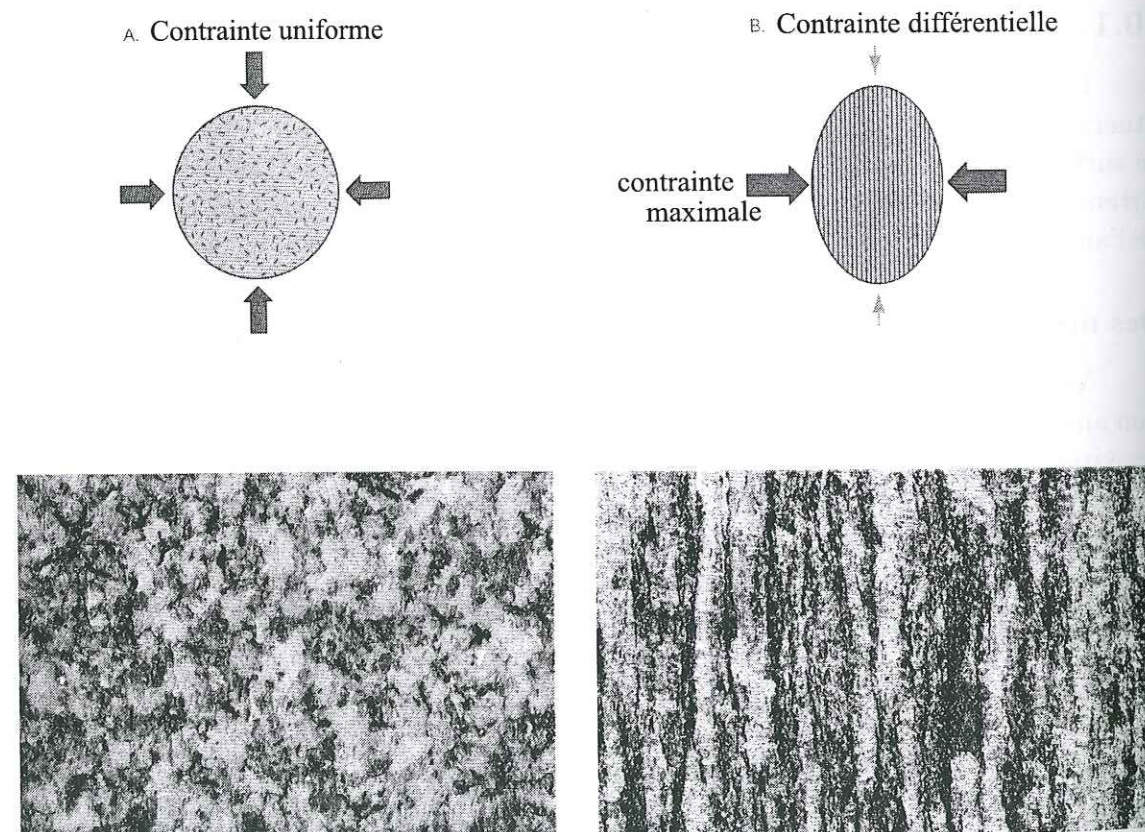


Figure 10.1: Comparaison entre deux textures de roche formées sous deux régimes de contraintes différents (Skinner & Porter, 1995).

L'anisotropie peut donc naître d'une orientation préférentielle des réseaux cristallins.

Cette orientation préférentielle peut être acquise lors de la formation de la roche lorsque celle-ci se déroule dans un champ de contrainte non uniforme (Fig. 10.1), mais elle peut apparaître également lors de la déformation de la roche. On distingue quatre mécanismes de déformations pour les minéraux de la croûte inférieure et du manteau (Guilbert, 1995) : les glissements intracristallins (selon les critères de Von Mises, 1928, il faut cinq plans de glissement indépendants pour qu'un cristal puisse accommoder une déformation quelconque de manière homogène et cohérente), le fluage de type visqueux, la recristallisation et les glissements aux joints des grains. C'est dans le cas de la déformation visco-plastique d'une roche composée de minéraux longiformes contenus dans une matrice ductile que nous pouvons observer le plus facilement une réorientation préférentielle des minéraux (Fig. 10.2). Pour le cisaillement simple, les minéraux subissent une rotation qui les amène dans un plan parallèle au plan de glissement. Dans le cas du cisaillement pur, les minéraux ont tendance à s'aligner selon des plans perpendiculaires à la direction de plus forte contrainte.

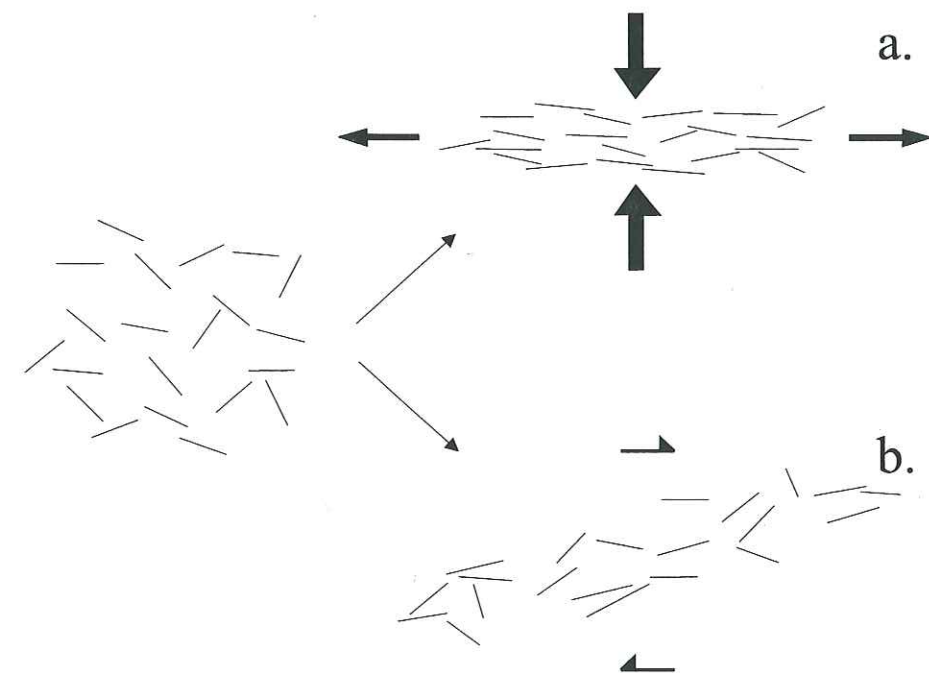


Figure 10.2: Réorientation de minéraux longiformes ou tabloïdes placés dans une matrice ductile. Deux cas peuvent être envisagés : le cisaillement pur (a.) qui est un aplatissement du matériau et le cisaillement simple (b.).

Cas de la croûte.

Les processus de réorientation minérale n'y sont pas dominants, par contre, la stratification est la source d'une anisotropie transverse à laquelle peut s'ajouter une anisotropie azimutale due aux nombreuses fissures affectant la croûte qui localement sont orientées non aléatoirement. D'après Crampin (1984), ce mécanisme est probablement la cause majeure d'anisotropie sismique dans la croûte supérieure.

Cas du manteau supérieur.

L'anisotropie dans le manteau est d'environ 4% (Guilbert, 1995 ; Anderson, 1989). Elle est liée à deux facteurs :

- Le composant majeur des 400 premiers kilomètres du manteau, en l'occurrence l'olivine, possède une anisotropie sismique intrinsèque très importante et s'oriente facilement sous l'effet d'un champ de contraintes.

- Il existe un processus d'orientation non aléatoire des minéraux : la convection mantellique et le mouvement des plaques lithosphériques. Les réorientations minérales s'accompagnent de recristallisations et les systèmes de glissements de l'olivine sont actifs au-dessus d'une température de 1200 K (Estey & Douglas, 1986). Cette température est par définition la limite thermique de la lithosphère. Les différentes analyses sur les péridotites (Christensen, 1984) ont montré que l'axe [100], l'axe rapide pour les ondes *S*, de l'olivine tend à s'orienter parallèlement à la direction d'étirement maximum.

Dans le cas océanique, l'anisotropie peut donc être soit figée dans la lithosphère au moment de sa formation à la dorsale ou lors de son refroidissement, soit acquise de manière active sous la lithosphère et reflète alors les directions actuelles d'écoulement. Pour le domaine continental, les choses sont plus complexes d'autant plus que nos mesures sont faites dans une zone de collision active.

Sous les continents, l'anisotropie peut provenir soit d'une déformation ancienne (anisotropie gelée), soit être directement reliée au contexte géodynamique récent (Guilbert, 1995). La modélisation de l'anisotropie des ondes *P* et *S* sous l'Europe centrale proposée par Babuska *et al.* (1993) montre des différences de plongement des axes rapides de l'anisotropie dans les plaques lithosphériques de part et d'autre des grandes sutures lithosphériques. Par ailleurs, des mesures faites sous le bouclier canadien (Silver & Chan, 1991) donne des directions d'axe rapide parallèles aux grandes directions des chaînes de montagne. Ces directions ne correspondent pas au mouvement global des plaques prédit par le modèle AM1-2 (Minster & Jordan, 1978). De plus, en comparant le mouvement absolu des plaques défini par le modèle NNR-NUVEL1 (Argus & Gordon, 1991, Fig. 10.4), et une compilation des résultats issus d'analyses de la biréfringence des ondes SKS (Kubo & Hiramatsu, 1998) (Fig. 10.3), on remarque que la corrélation entre direction de mouvement et axe rapide n'est valable que pour les vitesses élevées.

Pour les régions stables telles que les domaines océaniques, l'axe rapide des ondes *S* est parallèle à la direction de déplacement de la plaque (Christensen, 1984 ; Farra & Vinnik, 1994). Par contre, dans les zones fortement déformées, la tectonique régionale a une influence non négligeable sur la direction de l'axe rapide. En ce qui concerne les chaînes montagneuses, cet axe aurait tendance à être perpendiculaire à la direction de raccourcissement (Guilbert, 1995).

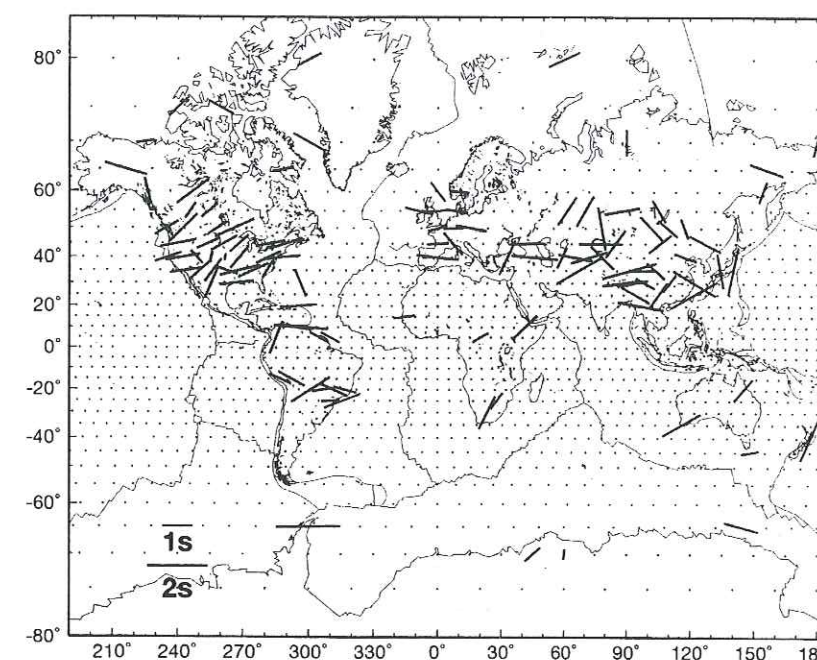


Figure 10.3: Directions rapides moyennes déduites de la biréfringence des ondes SKS, compilation par Kubo & Hiramatsu (1998).

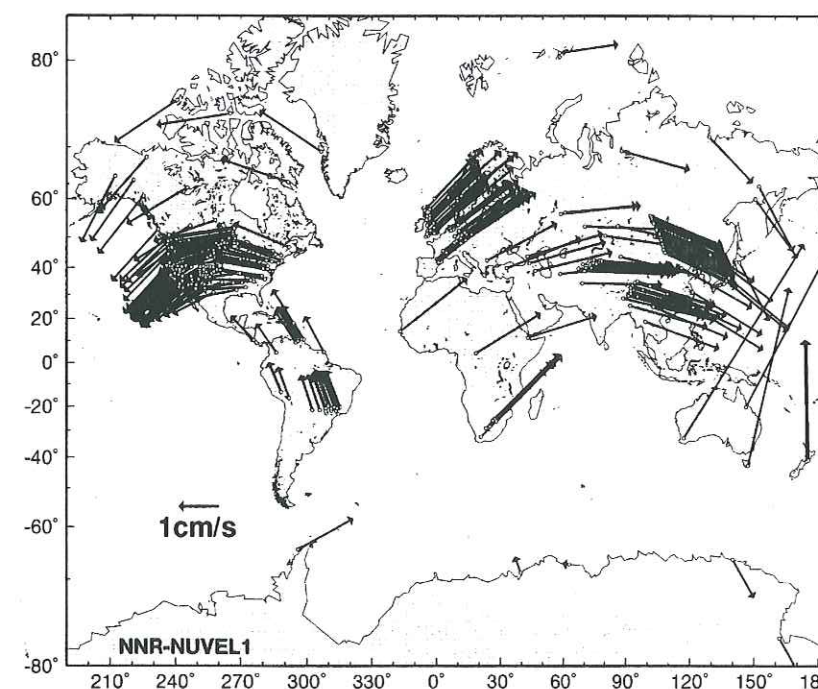


Figure 10.4: Mouvement absolu des plaques lithosphériques donné par le modèle NNR-NUVEL1.

Cas du manteau inférieur.

Sous 440 km, l'olivine se transforme en spinelle et le pyroxène est remplacé progressivement par un minéral dont la structure est proche de celle du grenat. Ces deux minéraux rendent cette partie du manteau plus dense que la partie supérieure et jusqu'à 650 km de profondeur le manteau ne présente qu'une faible anisotropie (Anderson, 1989). Cependant, Vinnik & Montagner (1996) détectent, à partir d'enregistrements des phases converties *PS* par les stations du réseau allemand GRF (Grafenberg), une anisotropie d'axe de symétrie horizontal dans la zone de transition, proche de 600 kilomètres de profondeur. Par contre, cette anisotropie présente une forte variation latérale. Elle peut être en effet par endroit assez importante alors qu'elle semble inexistante dans d'autres (Montagner, 1998).

Bien que la couche D'', située à la base du manteau, puisse présenter une anisotropie sismique, celle-ci ne semble pas affecter les ondes SKS (Kendall, 1996, 1997). Par contre, les ondes ScS, dont le trajet est plus long dans cette couche semblent subir par endroit une biréfringence. La couche D'' posséderait ainsi une anisotropie transverse. Kendall l'associe à deux sources possibles :

- inclusions de matériel du noyau (fer-nickel) sous forme de disques.
- morceaux de slab, résidus de plaques lithosphériques plongeantes parvenant jusque là.

10.1.2 Biréfringence des ondes SKS.

En supposant que l'anisotropie observée est localisée dans les 500 premiers kilomètres du manteau, nous considérons que la zone anisotrope traversée par les ondes téléseismiques peut être représentée par un modèle simple formé d'un axe de symétrie horizontal : l'axe rapide (Estey & Douglas, 1986).

Anisotropie et ondes de cisaillement.

Dans un milieu isotrope, une onde de cisaillement a une polarisation linéaire. À l'entrée d'une zone anisotrope, l'onde se sépare en deux composantes suivant un axe rapide et un axe lent perpendiculaire. Comme ces deux composantes ne voyagent pas à la même vitesse dans le milieu anisotrope, elles ne sont plus synchrones à la sortie de ce milieu et le mouvement des particules est elliptique (Fig. 10.5). Il faut noter cependant que si l'onde incidente est polarisée selon un des axes caractéristiques du milieu anisotrope, il n'y aura pas biréfringence et le mouvement restera linéaire.

À partir de la polarisation d'une onde SKS, nous allons chercher la nature du milieu rencontré sous les stations sismologiques. Les paramètres à évaluer sont alors :

- la direction de l'axe rapide,
- la différence de temps d'arrivée entre les deux composantes.

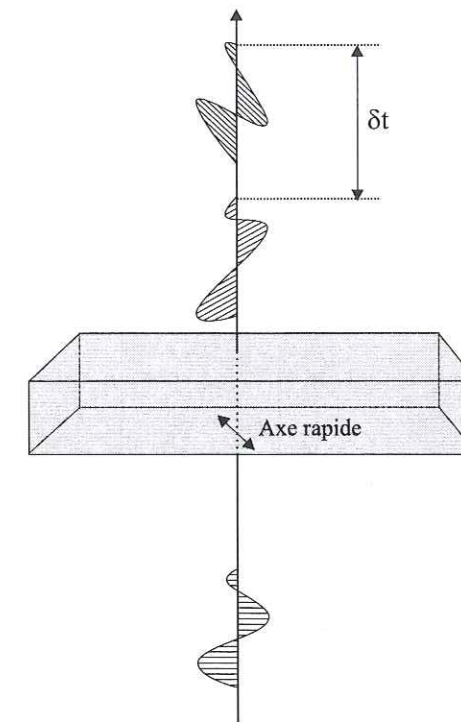


Figure 10.5: Illustration de la biréfringence des ondes de cisaillement : au passage d'une zone anisotrope, l'onde S incidente se divise en deux composantes se propageant à des vitesses différentes.

Pourquoi se baser sur les ondes SKS ?

Les ondes SKS sont des ondes traversant le noyau (Fig. 10.6c). Elles présentent quatre avantages indispensables à notre étude :

En premier lieu, l'onde SKS réapparaît à la base du manteau en pure Sv après avoir traversé le noyau sous forme d'onde P. Elle possède donc une polarisation théorique simple avant le passage dans le manteau. De ce fait, l'observation d'une composante Sh associée à la phase SKS sur un enregistrement trois composantes (P, Sv, Sh) (Fig. 10.6b.) est le témoin probable d'un passage à travers une zone anisotrope.

Ensuite, cette phase n'est sensible qu'à l'anisotropie se trouvant sur son trajet entre la base du manteau et le récepteur. Tout phénomène lié à la source ou à la première partie du trajet est éliminé par la conversion S-P se produisant au passage de la discontinuité manteau-noyau.

D'autre part, son incidence quasi-verticale est un pré-requis obligatoire pour notre méthode. Elle limite, par exemple, l'effet de la surface libre et force une polarisation quasi-horizontale, donc proche du plan dans lequel se trouve probablement l'axe rapide.

Finalement, en analysant une onde dont la période est voisine de 10 secondes et dont la longueur d'onde dans la lithosphère est de 45 km environ, on élimine les effets des

hétérogénéités crustales.

Il existe d'autres phases qui présentent des caractéristiques proches de la SKS : ce sont principalement les phases du noyau. Citons par exemple l'onde SKKS ou encore SKIKS. Même si ces ondes ont une amplitude bien inférieure à la SKS, elles restent potentiellement utilisables et permettent d'élargir l'espace des événements étudiés.

Les événements générant des phases SKS.

Deux critères forcent une sélection précise des séismes :

-la **magnitude** : Pour avoir un bon rapport signal/bruit, il est nécessaire de considérer des magnitudes supérieures à 6.

-la **distance épacentrale** : L'étude d'une hodochrone synthétique (Fig. 10.6d.) est indispensable pour déterminer leur domaine d'existence en terme de distance épacentrale.

La phase SKS fait partie d'une triPLICATION des ondes cisailantes liée au fort contraste de vitesse entre le manteau et le noyau. En effet, en se convertissant en onde P à l'interface manteau-noyau, l'onde passe d'une vitesse de l'ordre de 7.3 à une vitesse approchant les 8.1 km/s. La triPLICATION est formée par les phases S-ScS-SKS.

Dans le modèle Iasp91, la phase SKS se sépare de la phase ScS à partir d'une distance épacentrale de 62 degrés, son hodochrone s'étendant jusqu'à 133 degrés. Mais aux distances inférieures à 75 degrés, les ondes SKS et ScS sont encore trop proches pour que l'on puisse les distinguer l'une de l'autre. De plus, l'hodochrone des SKS croise celle des ondes S vers 83 degrés, au delà de cette limite, la phase SKS précède l'onde S. Quelques degrés supplémentaires sont encore nécessaires pour séparer clairement ces deux phases et c'est vers 90 degrés que la phase SKS est nettement observable.

10.2 La méthode rotation-corrélation

À la base de la méthode que nous appliquons, se trouve une approche naturaliste de la biréfringence (Ando *et al.*, 1980). Son principe : retrouver les directions rapides et lentes par rotations successives et corrélations.

10.2.1 Explications

Nous travaillons dans le plan contenant théoriquement toute l'énergie de l'onde de cisaillement : le plan perpendiculaire à la direction de propagation, défini par les axes Sh et Sv. Dans le cas isotrope, le mouvement des particules dans ce plan est linéaire tandis que dans le cas anisotrope hexagonal celui-ci devient elliptique. Observons ce qui se passe quand l'onde cisailante arrive dans une zone anisotrope homogène dont les axes se trouvent dans le plan de cisaillement. Le mouvement des particules peut s'exprimer par la somme de deux composantes dans une base orthonormée quelconque du plan de cisaillement. Il peut donc en particulier se décomposer selon une

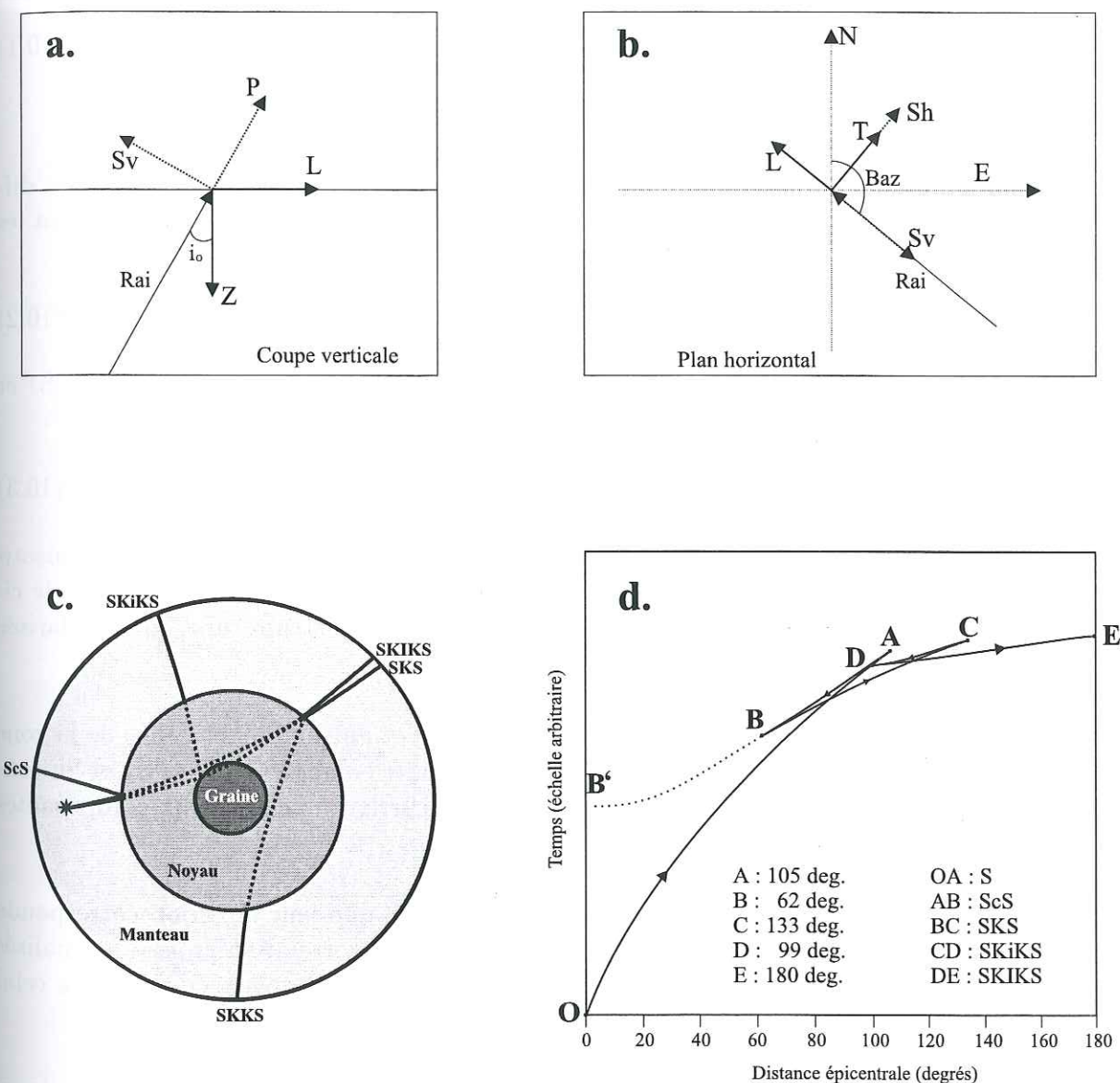


Figure 10.6: Définition des repères (Z,L,T) et (P,Sv,Sh) (a. et b.), trajet schématique des ondes issues du foyer comme des ondes transversales et intéressant le manteau, le noyau et la graine (c.) et hodochrones correspondantes (d.). Celles-ci sont calculées dans le modèle Iasp91, pour une source en surface.

base propre aux axes de l'anisotropie.

Prenons le cas d'une onde polarisée purement selon Sv, comme la phase SKS. À l'entrée de la zone anisotrope, les deux composantes S1 et S2 sont synchrones et proportionnelles. Ces composantes sont la projection du mouvement (selon Sv) des particules sur les directions rapide (S1) et lente (S2). On observe donc :

$$\begin{aligned} S1(t) &= S(t) \cdot \sin \gamma \\ S2(t) &= -S(t) \cdot \cos \gamma \end{aligned} \quad (10.1)$$

γ est l'angle entre la direction Sh et l'axe rapide.

Dans la zone anisotrope, ces deux composantes se propagent à des vitesses différentes, si bien qu'à la sortie elles sont décalées d'un temps dt (Fig. 10.7). On obtient les relations :

$$\begin{aligned} S1(t) &= S(t) \cdot \sin \gamma \\ S2(t) &= -S(t - dt) \cdot \cos \gamma \end{aligned} \quad (10.2)$$

Les composantes Sv et Sh observées à la surface enregistrent chacune une partie de S1 et de S2 et ainsi ne sont ni synchrones ni proportionnelles :

$$\begin{aligned} Sv(t) &= S(t) \cdot (\sin \gamma)^2 + S(t - dt) \cdot (\cos \gamma)^2 \\ Sh(t) &= 0.5 \cdot \sin 2\gamma \cdot (S(t) - S(t - dt)) \end{aligned} \quad (10.3)$$

Le décalage attendu étant toujours très nettement inférieur à la période de l'onde, l'anisotropie se manifeste comme une "elliptisation" du mouvement des particules dans le plan de cisaillement. Les paramètres sont évalués de manière à reconstruire une onde polarisée rectilignement.

Pour retrouver un mouvement purement selon Sv et ainsi éliminer l'effet de la zone anisotrope, il faut trouver la rotation qui permette de faire coïncider les axes Sv et Sh connus avec les directions S1 et S2 qu'on recherche, puis corriger une des deux composantes d'un décalage de temps adéquat.

Quand les axes Sv et Sh sont tournés de telle sorte que leur direction corresponde avec celle de S1 et S2, la valeur absolue maximale de leur corrélation croisée normalisée est proche de 1. Cette valeur est de surcroît obtenue pour un décalage équivalent à celui des deux composantes à la sortie du milieu anisotrope.

Notons également que d'après les relations 10.3, si la polarisation de l'onde S est parallèle à la direction rapide de l'anisotropie ($\gamma = 90^\circ$) ou perpendiculaire à cette direction ($\gamma = 0^\circ$), la composante Sh en surface reste nulle et l'onde SKS s'enregistre uniquement sur la composante Sv. Dans le premier cas, l'onde se propage à la vitesse rapide du milieu, dans le second elle se déplace à la vitesse lente. Le mouvement des particules en surface restera alors linéaire.

10.2.2 La pratique

En pratique, on effectuera une succession de rotations de -90 à 90 degrés, autour de l'axe P. À chaque étape de rotation, on calculera la corrélation normalisée entre les deux

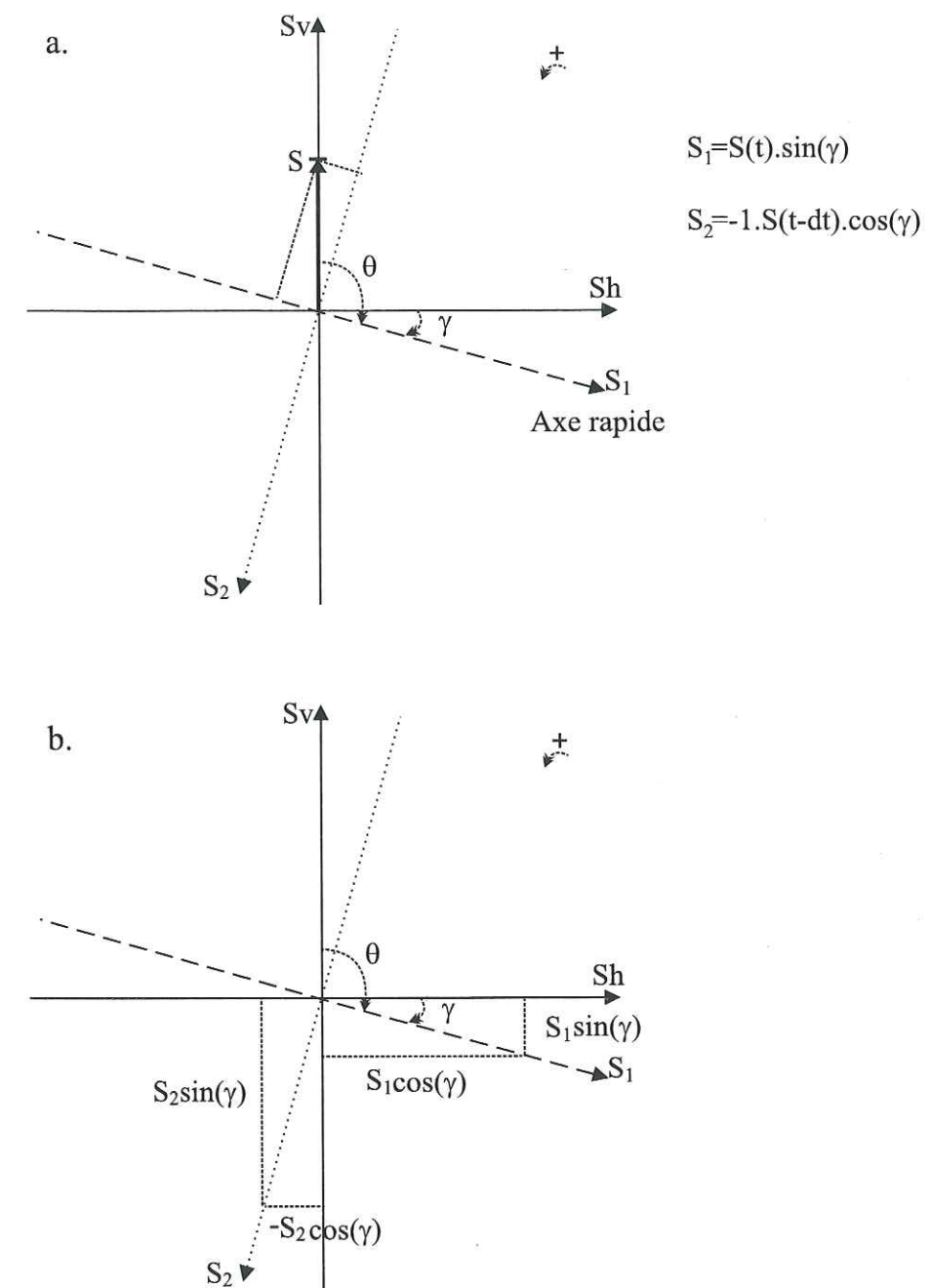


Figure 10.7: Décomposition de l'onde SKS en deux composantes S1 (rapide) et S2 (lente) (a.). b.: Les deux composantes S1 et S2 s'enregistrent alors chacune sur les axes Sv et Sh.

composantes. Le couple (angle de rotation, décalage en temps) donnant la valeur absolue de corrélation la plus proche de 1 sera considéré comme résultat. Il ne reste alors plus qu'à relier cet angle de rotation avec l'azimut de l'axe rapide.

Corrélation croisée

Nous quantifions la ressemblance entre deux signaux (x et y) par une corrélation normalisée. L'expression de l'intercorrélation pour deux signaux numériques à déjà été donnée dans le chapitre 2 (eq. 2.21). La corrélation normalisée se calcule alors à partir de l'intercorrélation $\Gamma_{x,y}$ en utilisant la formule :

$$C_{xy}(t) = \frac{\Gamma_{x,y}(t)}{\sqrt{\Gamma_{x,x}(0) \times \Gamma_{y,y}(0)}} , \quad (10.4)$$

avec $\Gamma_{x,x}(0)$ la valeur de l'autocorrélation de x en $t = 0$ et $\Gamma_{y,y}(0)$, celle associée au signal y .

Nous calculons cette corrélation normalisée pour des signaux résultants d'une rotation γ des signaux Sv et Sh. On peut montrer (Ansel, 1989) que la corrélation croisée des deux signaux sur les axes x et y obtenus par rotation γ des composantes Sh et Sv ont comme expression :

$$\begin{aligned} \Gamma_{x,y}(t, \gamma) &= (\cos \gamma)^2 \Gamma_{Sv,Sh}(t) - \sin \gamma \cos \gamma (\Gamma_{Sv,Sv}(t) - \Gamma_{Sh,Sh}(t)) \\ &\quad - (\sin \gamma)^2 \Gamma_{Sh,Sv}(t) ; \\ \Gamma_{x,x}(t, \gamma) &= (\cos \gamma)^2 \Gamma_{Sv,Sv}(t) + \sin \gamma \cos \gamma (\Gamma_{Sv,Sv}(t) + \Gamma_{Sh,Sh}(t)) \\ &\quad + (\sin \gamma)^2 \Gamma_{Sh,Sh}(t) ; \\ \Gamma_{y,y}(t, \gamma) &= (\sin \gamma)^2 \Gamma_{Sv,Sv}(t) - \sin \gamma \cos \gamma (\Gamma_{Sv,Sv}(t) + \Gamma_{Sh,Sh}(t)) \\ &\quad + (\cos \gamma)^2 \Gamma_{Sh,Sh}(t) , \end{aligned} \quad (10.5)$$

Il n'est donc nécessaire de calculer que quatre corrélations initiales sur Sh et Sv. Le calcul de la ressemblance des signaux pour les rotations pas à pas se réduit à peu d'opérations.

Azimut de la direction rapide

La valeur de γ (notée γ_m) donnant la corrélation la plus proche de 1 va nous permettre de définir l'azimut de l'axe rapide (Ψ). Le calcul est fonction du signe du décalage mesuré (δt). Selon nos conventions, un δt positif correspond à une rotation amenant l'axe Sh selon l'axe rapide. Par conséquent l'axe Sv se retrouve, après la rotation, selon l'axe lent, perpendiculaire à l'axe rapide. Il faut donc ajouter 90° à γ_m et az (l'azimut d'arrivée de l'onde à la station) pour obtenir la direction de l'axe rapide :

$$\Psi = az + \gamma_m + 90 , (\delta t > 0). \quad (10.6)$$

Dans le cas contraire ($\delta t < 0$), une rotation de γ_m place l'axe Sh selon l'axe rapide et Ψ s'obtient plus simplement par :

$$\Psi = az + \gamma_m , (\delta t < 0). \quad (10.7)$$

Polarisation corrigée

À partir du couple ($\delta t, \gamma_m$) retenu, une polarisation corrigée est calculée. Ce calcul permet de vérifier si ce couple correspond à une polarisation corrigée linéaire et proche de la polarisation théorique : selon l'axe Sv. Si ce n'est pas le cas, la donnée est douteuse et il faut alors rejeter le résultat.

Validation synthétique

Nous avons testé notre programme d'estimation de la direction rapide sur des signaux synthétiques construits selon les formules 10.3. Ces essais synthétiques nous permettent d'évaluer l'influence de la forme de l'onde SKS ainsi que l'influence des directions relatives entre la polarisation et l'axe rapide sur la précision de la mesure.

Pour établir l'incertitude de la mesure, propre à chaque analyse, nous recherchons les angles de coupures (γ_c) qui vérifient l'équation :

$$Max(\Gamma_{x,y}(t, \gamma_c)) = A \times Max(\Gamma_{x,y}(t, \gamma_m)), \quad (10.8)$$

γ_m étant l'angle pour lequel le maximum de la corrélation normalisée est le plus proche de 1. La constante A est un facteur représentant la confiance que l'on cherche à avoir. Généralement nous fixons $A = 95\%$. Nous obtenons ainsi deux valeurs limites d'angle γ donnant la barre d'erreur de la mesure. À ces angles est associée deux valeurs limites du décalage δt représentant l'incertitude sur la différence en temps.

Les signaux synthétiques sont obtenus à partir de la forme d'une onde S purement Sv. Nous avons choisi une onde sinusoïdale s'atténuant rapidement. Cette ondelette est assez fidèle à l'onde que l'on s'attend à enregistrer dans un cas idéal dépourvu de bruit. Elle est obtenue par la formule :

$$S(t) = \sin(2\pi t/T_a) \exp\left(-\frac{(t - (T_a/4))^2}{8T_a}\right). \quad (10.9)$$

La période dominante de l'ondelette est notée T_a , elle se retrouve sur la figure 10.8. Cette figure présente la forme de l'ondelette que nous obtenons ainsi que son autocorrélation pour $T_a = 10$ s.

Les composantes Sv et Sh synthétiques sont alors déduites de $S(T)$ par rotations selon les équations 10.3. Pour cela, nous considérons un décalage de 1,6 secondes entre les deux composantes lente et rapide.

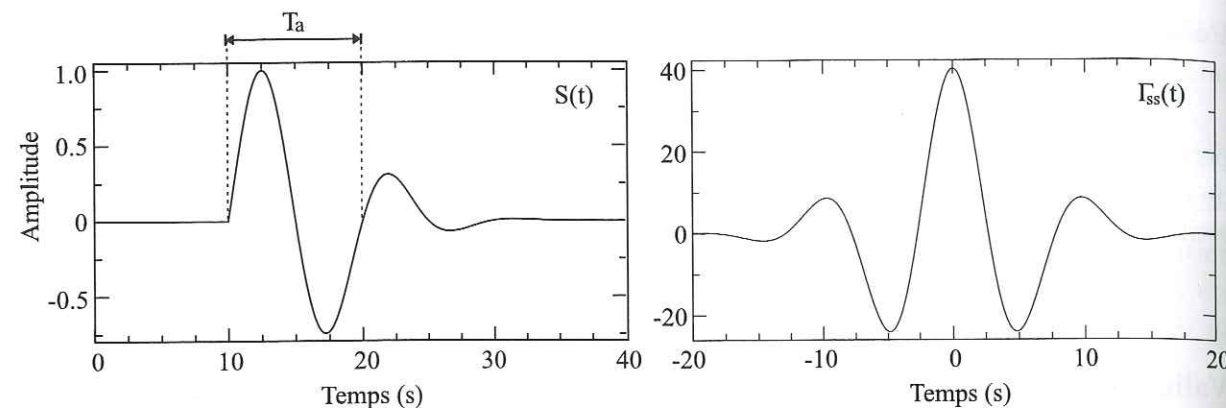


Figure 10.8: Forme de l'onde cisailante synthétique de polarisation purement Sv (à gauche). La fonction d'autocorrélation associée est représentée à droite.

Pour les deux premiers tests, la période dominante de l'ondelette est fixée à 10 secondes. Tandis que l'axe rapide est situé à 30° de l'axe Sv dans la première application et à 10° dans la deuxième. Un troisième cas nous montre le résultat de la méthode quand l'ondelette est de fréquence dominante plus élevée. Dans ce dernier cas, T_a est de 5 secondes et la direction de la polarisation de l'onde SKS avant la zone anisotrope est à 30° de l'axe rapide du milieu. L'angle entre la direction rapide et celle de la polarisation de l'onde avant le passage de la zone anisotrope est noté ϕ dans la suite du texte.

Pour les trois cas, les résultats sont regroupés sur les figures 10.9, 10.10 et 10.11. Ces figures proposent les composantes Sv et Sh avant et après correction des paramètres (δt , γ_m), le mouvement des particules dans le plan de cisaillement associé et les diagrammes de corrélation exprimés en 2D et 3D. Le diagramme 2D donne les valeurs du maximum de la corrélation normalisée en fonction de l'angle de rotation γ , alors que le diagramme 3D présente l'ensemble des valeurs de corrélation dans le plan (t, γ) . La zone blanche sur ce graphique est l'estimation de la barre d'erreur. Elle entoure une croix qui figure la position du maximum relevé. L'incertitude de la mesure est également reportée sur le diagramme 2D.

La forme de l'ellipse de polarisation avant correction, dépend de la fréquence dominante de l'ondelette. Les figures 10.9 et 10.11 permettent de comparer le mouvement des particules dans le plan de cisaillement au passage d'ondelette ayant deux fréquences dominantes différentes. Pour une onde basse fréquence (Fig. 10.9), nous observons une ellipse bien définie dont le grand axe est quasi-parallèle à l'axe Sv. Pour une fréquence supérieure avec le même délai entre les composantes rapide et lente, l'ellipse s'incline fortement et nous voyons apparaître une forme en spirale.

Dans les trois cas de figure, l'inversion permet de retrouver aussi bien la direction de l'axe rapide que le délai entre la composante rapide et la composante lente. Ainsi, la polarisation corrigée est bien linéaire et purement Sv dans les trois exemples. La principale différence se remarque dans la taille de la barre d'erreur. Celle-ci est la plus petite pour le deuxième cas (axe rapide à 10 degrés de la direction de polarisation Sv; période dominante du signal de 10 secondes) et la plus grande pour le troisième cas (angle ϕ de

30° ; période dominante du signal de 5 secondes). Voici les résultats munis de leurs incertitudes relevés dans les trois exemples :

- $T_a = 10s$, $\phi = 30^\circ$: $\gamma_m = 30^\circ$ ($-5, +7$), $\delta t = 1.60s$ (± 0.15)
- $T_a = 10s$, $\phi = 10^\circ$: $\gamma_m = 10^\circ$ ($-1, +2$), $\delta t = 1.60s$ ($-0.05, +0.10$)
- $T_a = 5s$, $\phi = 30^\circ$: $\gamma_m = 30^\circ$ ($-11, +9$), $\delta t = 1.60s$ (± 0.15)

Nous pouvons conclure d'après ces résultats que pour un délai δt fixe, une diminution de la période dominante du signal augmente l'incertitude de la mesure. D'autre part, à fréquence fixée, plus ϕ est petit et plus la mesure semble précise. Force est de constater que cette dernière observation va à l'encontre des conclusions apportées par Ansel (1989), mais ces remarques sont liées au mode d'estimation de la barre d'erreur. Nous avons choisi de la définir à partir de l'intercorrélation non normalisée, sans utiliser de test F (Ansel, 1989). En considérant la corrélation normalisée à la place, les incertitudes seraient différentes. Au regard de la forme des corrélogrammes 2D, si l'aire des 95% de la valeur maximum de la corrélation normalisée servait de base à la détermination de la barre d'erreur, celle-ci serait nettement plus importante et ne serait plus réaliste. Dans ce cas, l'incertitude serait notamment de $(-6, +74)$ degrés dans le deuxième exemple à la place de $(-1, +2)$ (Fig. 10.10).

Remarquons enfin que la forme du corrélogramme 2D dépend de la période dominante de l'ondelette S, mais aussi de l'angle ϕ . Ainsi, la fonction s'aplatit lorsque T_a ou ϕ augmentent.

En présence de bruit

Le rapport signal sur bruit peut avoir une grande incidence sur la qualité des résultats. Lorsque le bruit devient trop important, il dégrade le signal à tel point que l'inversion n'est plus possible. Guilbert (1995) préconise une sélection des enregistrements présentant un bruit inférieur à 30%.

10.2.3 Limites de la méthode

Les limites de la méthode sont principalement liées aux hypothèses que nous avons faites. En effet, la zone anisotrope traversée par les ondes SKS est supposée être composée d'une couche unique à symétrie hexagonale avec axe de symétrie horizontal. Les axes rapide et lent sont donc tous deux contenus dans le plan horizontal. D'autre part, l'incidence des ondes est toujours considérée comme verticale. Ansel (1989) analyse les conséquences de ces hypothèses sur le résultat de la mesure. Nous allons simplement rappeler ici ses principales conclusions.

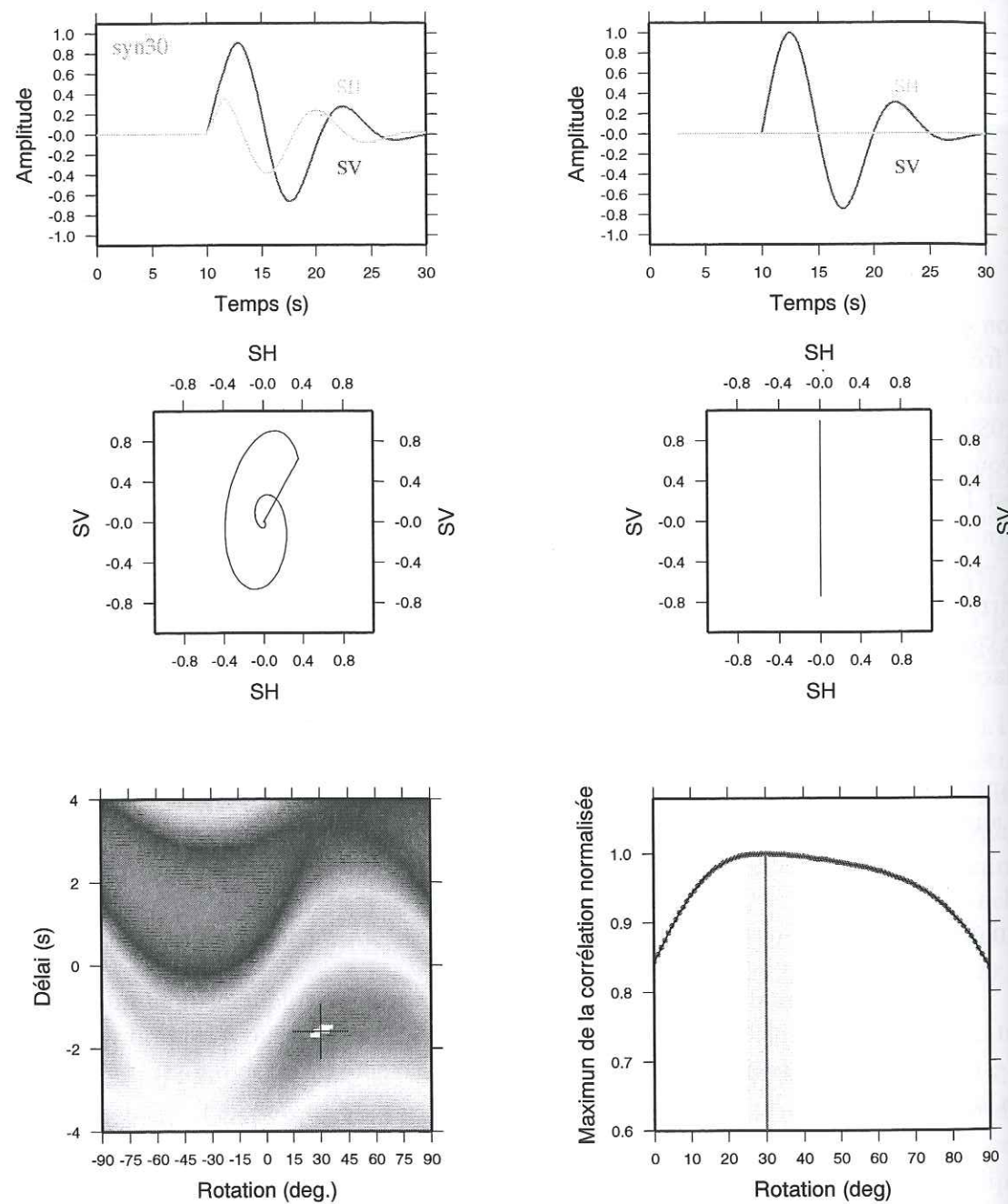


Figure 10.9: Premier essai synthétique. L'axe rapide est à 30° de la direction de polarisation de départ. En haut : Composantes Sv et Sh du sismogramme, à l'origine et après correction du décalage mesuré. Au milieu : polarisation et polarisation corrigée. En bas : corrélogrammes. L'incertitude sur la mesure est représentée par la zone blanche sur le graphique de gauche et par la barre jaune sur celui de droite. Dans cet exemple, nous trouvons une valeur de $30(+7, -5)$ pour γ_m avec un délai entre les composantes lente et rapide de $-1.6 \pm 0.1s$.

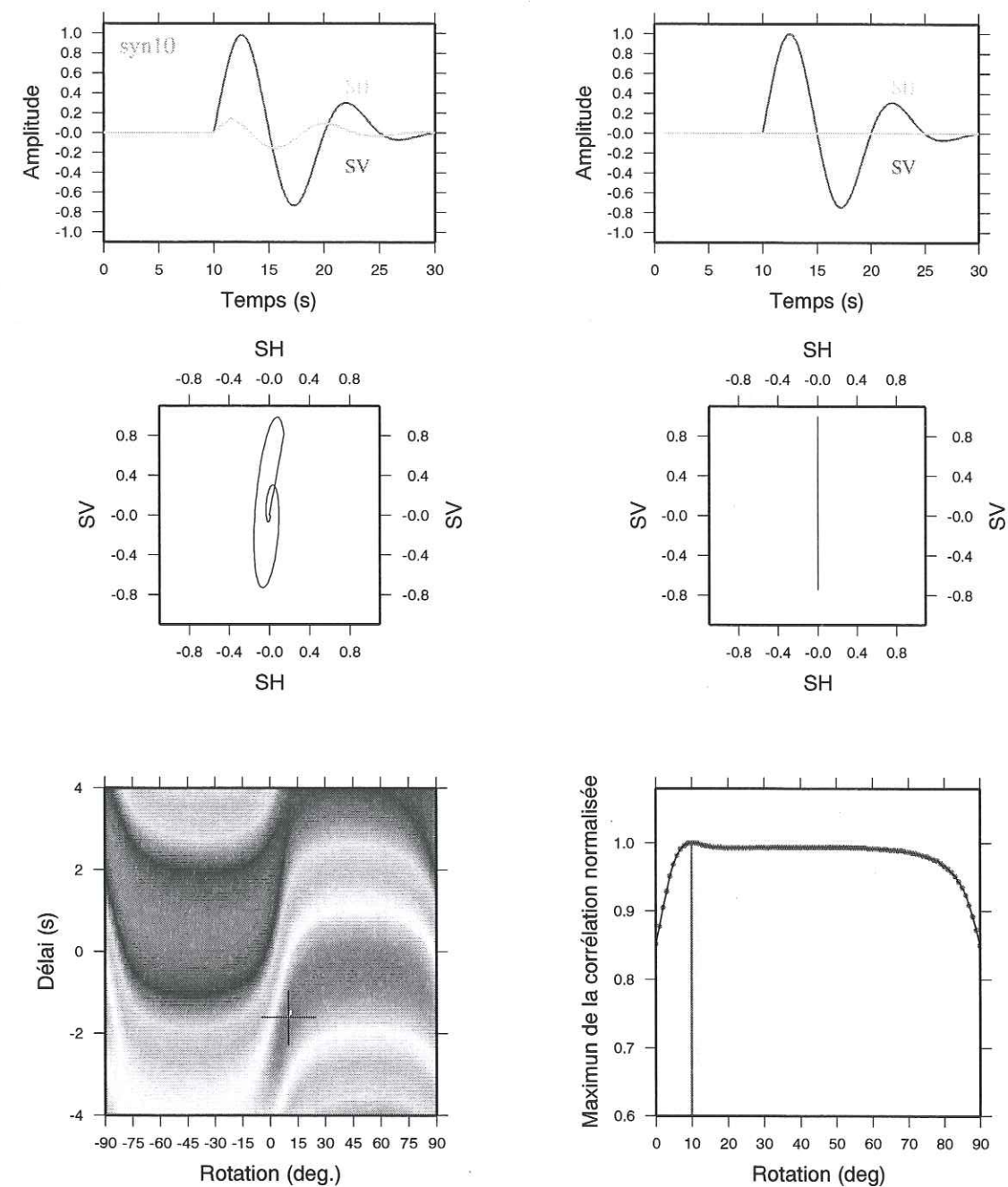


Figure 10.10: Deuxième essai synthétique. La forme de l'onde SKS avant le passage au travers de la zone anisotrope est la même que pour le premier essai. L'axe rapide est à 10° de la direction de polarisation de départ.

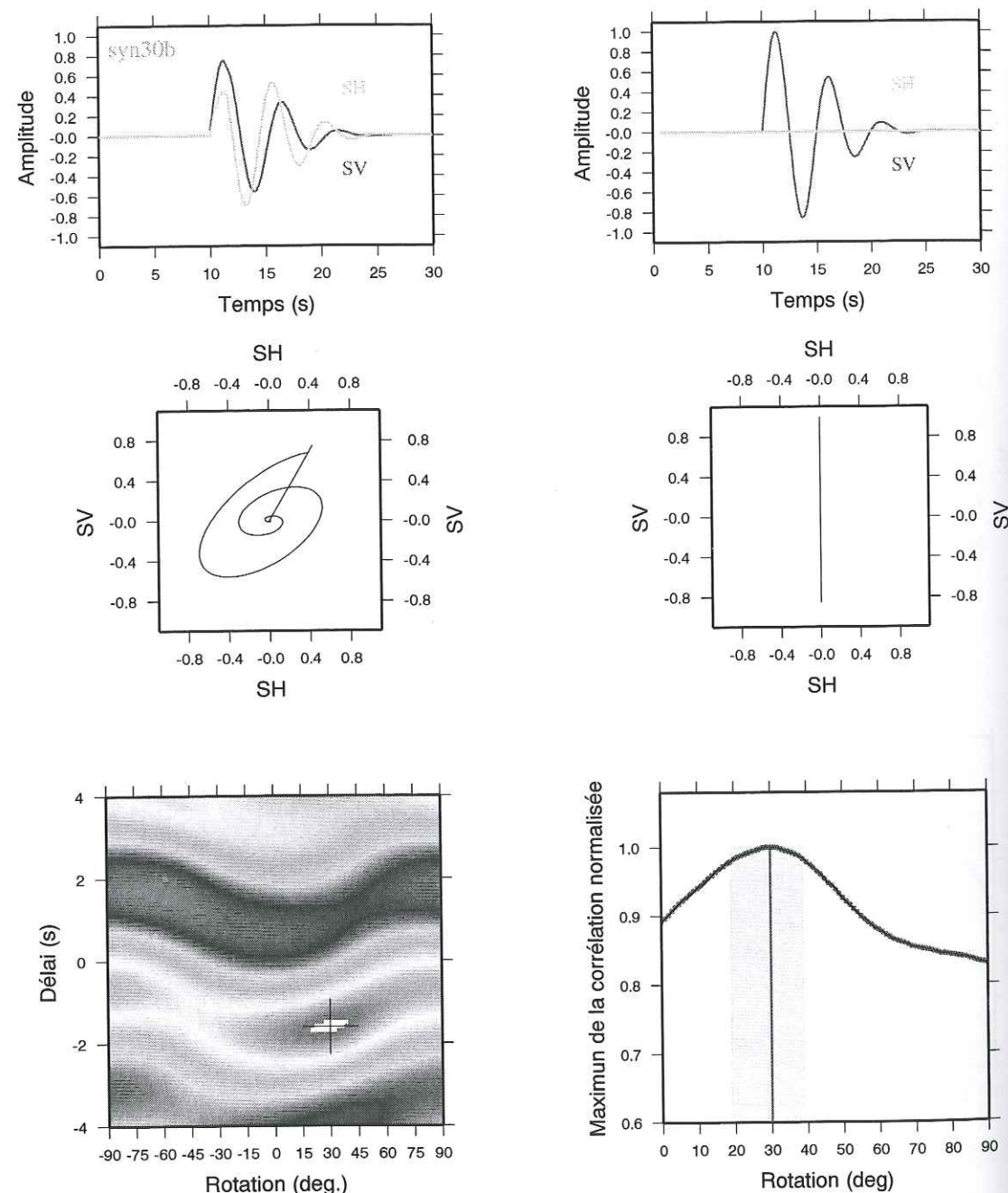


Figure 10.11: Troisième essai synthétique. Cette fois, la période dominante du signal est de 5 secondes. L'axe rapide est à 30° de la direction de polarisation de départ.

Incidence non nulle

Une incidence non nulle affecte aussi bien le décalage mesuré que l'azimut estimé de la direction rapide. La comparaison entre les délais théoriques et mesurés montre qu'un angle d'incidence limite de 20° est nécessaire pour rester dans la barre d'erreur de 25%. Pour l'erreur sur la direction, celle-ci est inférieure à 5° pour une incidence de 15° , mais dépasse 10° dès que l'incidence de l'onde est de 25° .

Inclinaison de l'axe rapide

Dès 25° de plongement, Ansel (1989) voit apparaître sur ces synthétiques une composante P créée par la biréfringence. Cette apparition s'accompagne par une variation de 10% du délai mesuré. À partir d'une inclinaison de 75° , l'effet dominant n'est plus la séparation de l'onde entre les axes rapide et lent, mais entre l'axe moyen et l'axe lent. D'autre part, à 75° , Ansel n'observe pas de décalage entre les composantes. Les directions de l'axe rapide sont retrouvées tant que celui-ci ne plonge pas de plus de 60° mais la composante P n'est jamais corrigée.

Superposition de zones anisotropes

Une variation importante du résultat en fonction de la direction d'arrivée de l'onde est un signe d'une superposition de zones anisotropes sous la station d'enregistrement (Brechtner *et al.*, 1998). Il est alors possible de déterminer les directions des axes caractéristiques à différentes profondeurs en comparant des sismogrammes synthétiques aux données réelles (Levin *et al.*, 1999). Lorsque le milieu sous la station présente une variation continue de la direction de l'axe rapide avec la profondeur, Rumpker & Silver (1999) montrent que les analyses se basant sur des longues périodes peuvent amener à des résultats erronés en aboutissant à des azimuts de direction rapide et des délais apparents qui représentent une sorte de moyenne.

D'autres limitations sont à apporter à la méthode. Elles concernent les phénomènes engendrant une polarisation elliptique des ondes de cisaillement sans pour autant être due à une biréfringence.

Surface libre

Les effets de la surface libre ont une grande importance sur l'inversion. Les ondes Sv génèrent, par réflexion à la surface libre, des ondes P et Sv qui repartent du point d'enregistrement vers l'intérieur de la Terre. Le mouvement enregistré est la résultante de toutes les ondes. L'effet de la surface peut engendrer un mouvement elliptique des particules en surface. Nuttli (1961) montre que cet effet est négligeable pour des angles d'incidence inférieurs à 30° . Cette étude étant menée pour un demi-espace isotrope, en présence d'un demi-espace anisotrope, les choses se compliquent et il est nécessaire de considérer un angle critique inférieur, soit 25° (Ansel, 1989).

Interférence entre les phases

Pour certaines distances épicentrales, nous enregistrons plusieurs phases très proches les unes des autres (Fig. 10.6). Ces superpositions peuvent concerner des ondes ayant des polarisations différentes. Ainsi, entre 70° et 80° de distance épicentrale il est impossible de séparer l'onde SKS des ondes ScS et S. Dans ce cas, le mouvement des particules peut apparaître en surface très elliptique. Il faut cependant rejeter la donnée car elle ne correspond pas à un exemple de biréfringence.

Les leçons à retenir

Aux vues des hypothèses de travail et des nombreuses sources d'erreur possibles, il est important de bien sélectionner le jeu de données à partir duquel est faite l'analyse. Nous avons choisi de ne considérer que des phases SKS car elles présentent l'avantage d'avoir une incidence lithosphérique bien inférieure à 25° . Elles ont également le plus souvent une amplitude suffisamment grande pour être reconnues sans ambiguïtés, d'autant plus qu'elles sont bien isolées des autres phases pour une gamme de distances épicentrales assez grande permettant un nombre raisonnable d'enregistrements favorables.

D'autre part, une analyse de la composante P associée à l'onde étudiée est un bon test pour s'assurer de la non-pollution de la phase SKS par des ondes parasites. Enfin, une analyse selon la direction d'arrivée des ondes permet de vérifier l'hypothèse de couche anisotrope unique le long du parcours de l'onde SKS entre le noyau et la station d'enregistrement.

Chapitre 11

Anisotropie sous 9 stations du sud-est de la France

11.1 Les stations et les données

11.1.1 Les stations

Afin d'analyser l'anisotropie sismique dans le sud-est de la France, nous utilisons les enregistrements large-bande de quatre stations du réseau permanent TGRS ainsi que ceux de cinq stations du réseau temporaire mis en place dans le cadre du programme GéoFrance3D. Il s'agit des stations CALF (Calern), SAOF (Saorge), STET (Saint-Étienne de Tinée) et SMPL (Corse) pour les stations TGRS. Pour les stations temporaires, nous avons pu exploiter des enregistrements contenant des phases SKS aux stations de BOL, GILY, FRF, SLEG (GéoFrance3D-1996). À ces données, nous avons ajouté les phases SKS enregistrées à la station temporaire REGF (GéoFrance3D-1997). La liste complète des stations est donnée en Annexe 2.

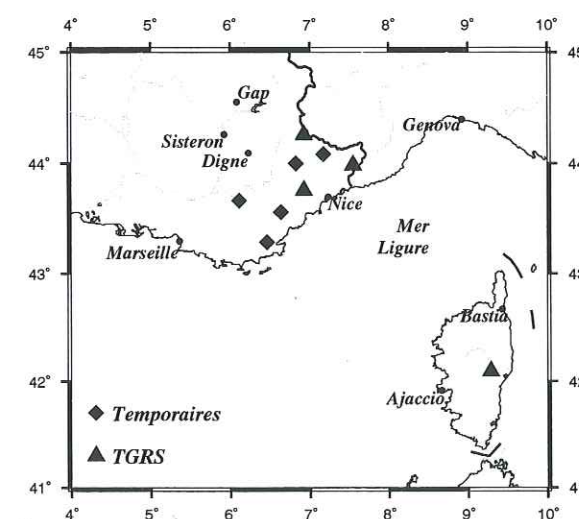


Figure 11.1: Répartition géographique des stations sismologiques utilisées pour l'analyse de l'anisotropie sous le sud-est de la France.

11.1.2 Les données

Repartition

À partir des listes de sismicité mondiale données par le service américain NEIS (National Earthquake Information Service) ou encore par le CNSS (Council of the National Seismic System), nous avons sélectionné les séismes de magnitude supérieure ou égale à 6 et enregistrés aux stations de nos réseaux. Une deuxième sélection s'est faite sur la distance épacentrale fournie pour chaque événement par les listes utilisées. Nous avons choisi de considérer des distances comprises entre 85° et 130° . Ces distances permettent *a priori* d'observer distinctement les phases SKS, à la base de notre étude sur l'anisotropie sismique. Malgré ces premières sélections, certaines données se sont avérées inutilisables. En effet, certains enregistrements, notamment aux stations temporaires, présentaient un rapport signal sur bruit trop mauvais pour permettre leur exploitation. Nous avons ainsi analysé au total 19 événements. Certains d'entre eux ont été enregistrés simultanément à toutes les stations, d'autres seulement à un groupe et d'autres encore par une seule station. La figure 11.2 présente la répartition géographique des événements utilisés. Les enregistrements sont caractérisés par leur distance épacentrale (Δ en degrés) et l'azimut du trajet à la station (az en degrés, positif dans le sens horaire à partir du Nord). Pour chaque sismogramme, nous calculons le temps de trajet théorique des principales phases à partir du programme *spheray* qui calcule le temps de parcours des ondes dans une terre isotrope (modèle Iasp91) par la théorie des rais. Ce programme permet d'obtenir des temps approximatifs mais facilitant la reconnaissance des différentes phases composant les sismogrammes. Nous nous en servons alors pour sélectionner la partie des enregistrements contenant la phase SKS recherchée.

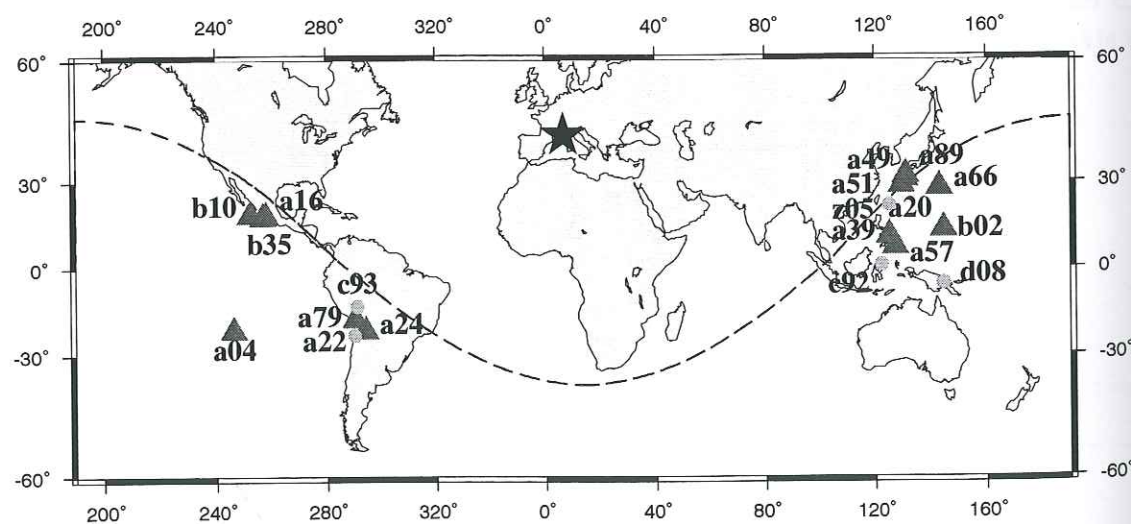


Figure 11.2: Répartition géographique des séismes utilisés pour l'analyse de l'anisotropie sous le sud-est de la France. Les disques gris sont les localisations des événements enregistrés à la station REGF uniquement. La courbe discontinue regroupe les points à 90° de notre région.

La répartition des séismes n'étant pas homogène sur la Terre, les principales zones de forte activité sismique se situant entre 85° et 130° de notre région d'étude, se trouvent dans la zone circum-pacifique. Plus précisément, les événements générant des phases SKS enregistrables par nos stations se localisent entre l'Indonésie et le sud du Japon d'une part et le long des subductions américaines allant du Mexique au Chili d'autre part. Nous observons donc deux directions principales d'arrivée des ondes SKS à nos stations : autour de $N50^\circ$ d'une part, et entre $N240^\circ$ et $N290^\circ$ d'autre part (Fig. 11.3). L'échantillonnage de l'espace des azimuts à la station est donc très réduit. C'est pourquoi il ne nous sera pas possible d'effectuer une analyse détaillée de l'anisotropie sismique observée en fonction de la direction d'arrivée des ondes. Nous nous limiterons donc à modéliser la biréfringence présentée par les ondes de cisaillements enregistrées par nos stations en terme d'une seule couche anisotrope.

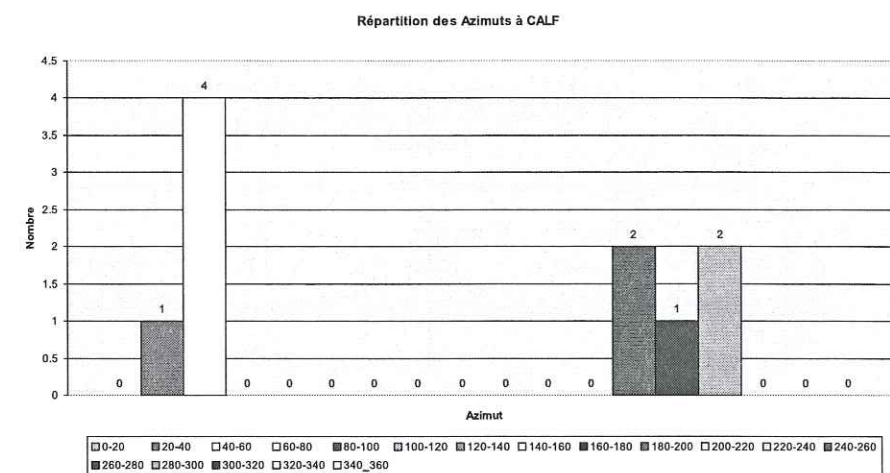


Figure 11.3: Histogramme des azimuts relevés à la station CALF pour l'étude de l'anisotropie (un an d'enregistrement).

Filtrage

Un filtrage est toujours nécessaire pour éliminer en partie le bruit. Nous utilisons pour ce faire, un filtre récursif en temps de type Butterworth de degré 2, particulièrement adapté à notre problème. Le double passage (aller dans le sens croissant du temps puis retour dans le sens décroissant) n'est pas déphasant (filtrage non causal) et permet de conserver au mieux l'information concernant la biréfringence. Bien que le filtrage idéal dépende de la station, nous avons essayé d'utiliser des fréquences de coupure similaires pour toutes nos données afin de rester le plus homogène possible. Ainsi, dans la plupart des cas, nous avons utilisé un filtre passe-bas de fréquence de coupure égale à 0.15Hz . La figure 11.4 prouve que ce type de filtrage ne détruit pas la forme de la phase SKS prélevée sur les sismogrammes. Par contre, une partie du bruit de la Terre entre 4 et 8 secondes est atténuée.

La période dominante des phases SKS étant voisine de 10 secondes, nous avons réduit le pas d'échantillonnage de nos signaux afin d'augmenter la rapidité des traitements. Tous

les enregistrements ont alors un pas d'échantillonnage de 0.2 secondes.

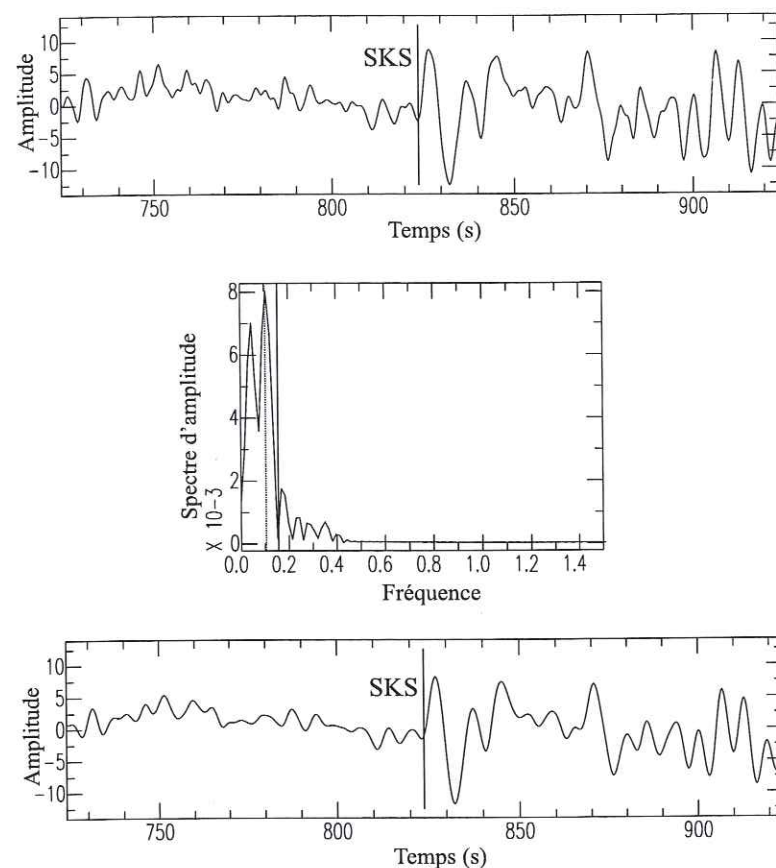


Figure 11.4: Composante longitudinale (L) d'une phase SKS extraite d'un sismogramme enregistré à la station de Saorge (SAOF) (en haut). Cette onde, enregistrée par un capteur large-bande, montre une période dominante voisine de 10 secondes (au milieu). Ainsi, le filtrage passe-bas non déphasant de fréquence de coupure égale à 0.15 Hz élimine le bruit mais ne détruit pas la forme de la phase (en bas).

11.2 Un exemple de traitement

Afin d'illustrer la méthode rotation-corrélation (Ansel, 1989) utilisée pour analyser l'anisotropie sismique, nous présentons dans ce paragraphe un exemple de traitement. Nous allons pour cela traiter la phase SKS prélevée dans l'enregistrement à la station CALF du séisme philippin survenu le 11 mars 1997 à 19:22:03 (TU). La magnitude de ce tremblement de terre atteint 6.6. Cet événement est référencé *a57*. Le sismogramme est représenté sur la figure 11.5, dans le repère géographique (V,N,E), c'est à dire tel qu'il est enregistré à la station. Le signal présenté est filtré passe-bas à l'aide d'un filtre de fréquence de coupure de 0.2 Hz.

La distance épacentrale de ce sismogramme est de 105° et la direction d'arrivée théorique des ondes est de $N62^\circ$. L'onde SKS se différencie très aisément des autres phases. Elle devance l'onde SKKS et l'onde diffractée sur l'interface entre le manteau et

le noyau, notée S_{diff} . L'onde SKS présente une composante E-W plus importante que la composante N-S, ce qui est en accord avec sa direction d'arrivée (plus proche de l'axe E-W, que de l'axe N-S). D'autre part, elle possède une composante verticale non négligeable qui est liée à son incidence. Le calcul théorique, à l'aide du programme *sphcray*, nous donne un angle proche de 8° , ce qui est bien inférieur à la limite de tolérance que nous avons établi au chapitre précédent. La sélection de la phase SKS se fait visuellement, puis par rotation, nous recherchons la forme de l'onde dans le repère associé au rai (P,Sv,Sh) (convention Fig. 9.6). Le résultat est montré sur la figure 11.6. La composante P associée à cette onde est bien négligeable contrairement à la composante Sh. La polarisation de la phase dans le plan de cisaillement (Sv,Sh) est clairement elliptique. La figure 11.6 présente le résultat obtenu par le traitement de la phase. Le mode de représentation est le même que celui utilisé dans le chapitre précédent pour l'inversion des traces synthétiques. La solution obtenue est la suivante :

$$\begin{aligned}\gamma_m &: 43^\circ, (-9, +10) ; \\ \delta t &: 0.8s, (\pm 0.1).\end{aligned}$$

La direction de l'axe rapide déduit de ces valeurs, compte tenu de l'azimut théorique de l'arrivée de la phase SKS, est alors de $N15^\circ$.

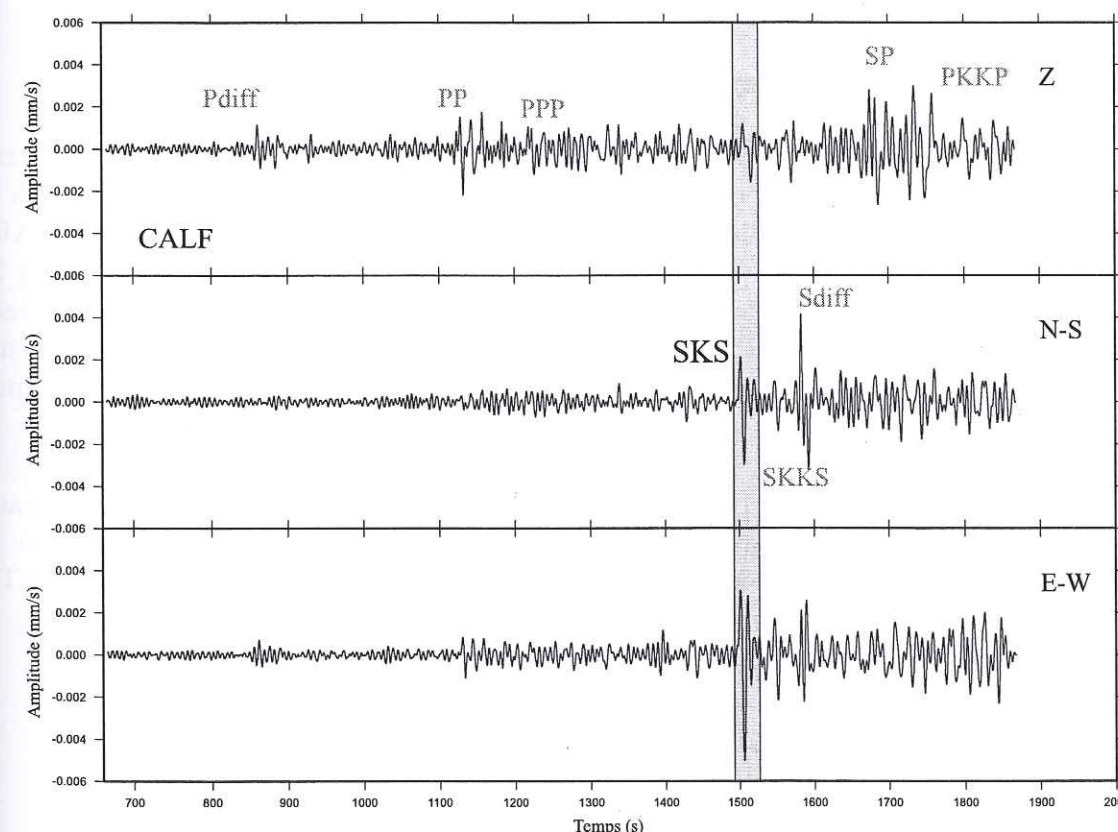


Figure 11.5: Sismogramme enregistré à la station de Calern (CALF). L'enregistrement est présenté dans le repère géographique (Z,N,E). Ce séisme a eu lieu aux Philippines (ref. *a57*), l'azimut d'arrivée des ondes est de 62° et la distance épacentrale de 105° . Le signal a été filtré par un filtrage passe-bas de type Butterworth non déphasant. La fréquence de coupure de ce filtre est de 0.2 hertz. Les principales phases sont clairement identifiables. La partie grisée marque l'onde SKS.

11.3 Les résultats

Une onde SKS dont la direction de propagation est parallèle ou perpendiculaire à l'axe rapide ne se sépare pas en deux composantes, car dans ce cas sa polarisation est selon un des axes caractéristiques du milieu anisotrope. Par conséquent, une polarisation linéaire n'est pas synonyme d'absence d'anisotropie sous la station. Une telle observation offre alors trois possibilités :

- il n'y pas d'anisotropie sous la station;
- il existe une anisotropie dont l'axe rapide coïncide avec la direction de polarisation de l'onde SKS et, dans ce cas, $\Psi = az$;
- la zone anisotrope sous la station possède un axe rapide perpendiculaire à la direction de polarisation de l'onde et nous avons $\Psi = az + 90$;

Nous présentons dans cette partie quelques exemples de traitements. Nous commençons par les résultats obtenus pour le réseau permanent, puis nous donnerons les solutions déduites des stations temporaires. Seul les cas clairement elliptiques seront montrés en exemple, par contre, les résultats finals engloberont les directions interprétées à partir de données linéaires.

11.3.1 Stations TGRS

Pour chaque station TGRS, les figures 11.7, 11.8, 11.9 et 11.10 donnent un extrait d'un sismogramme dans lequel est contenu une phase SKS, les composantes Sv et Sh de cette phase, la polarisation de départ et la polarisation corrigée. Pour les stations SAOF et CALF, l'enregistrement représenté est celui du séisme bolivien référencé *a24*. Pour les deux autres stations (STET et SMPL), les sismogrammes sont ceux associés au tremblement de terre survenu aux Philippines (*a57*). Les quatre phases SKS présentent une polarisation fortement elliptique qui est bien corrigée par le traitement que nous apportons.

Les résultats obtenus par l'analyse de la polarisation des phases SKS sont cohérents d'une station à une autre pour un événement fixé. Ainsi, la phase SKS extraite de l'enregistrement *a24* nous fournit les résultats (pas d'enregistrement exploitable à STET) :

- à CALF : $\gamma_m = 40^\circ$ ($-8, +14$) avec $\delta t = 1.1s$ (± 0.1), soit $\Psi = N12^\circ$;
- à SMPL : $\gamma_m = 30^\circ$ ($-2, +10$) avec $\delta t = 1.5s$ (± 0.1), soit $\Psi = N4^\circ$;
- à SAOF : $\gamma_m = 34^\circ$ ($-5, +11$) avec $\delta t = 1.3s$ (± 0.1), soit $\Psi = N7^\circ$.

En se basant sur le séisme référencé *a57* nous obtenons par contre :

- à CALF : $\gamma_m = 43^\circ$ ($-9, +10$) avec $\delta t = 0.8s$ (± 0.1), soit $\Psi = N15^\circ$;
- à SMPL : $\gamma_m = 46^\circ$ ($-8, +7$) avec $\delta t = 0.8s$ (± 0.1), soit $\Psi = N21^\circ$;
- à SAOF : $\gamma_m = 44^\circ$ ($-9, +9$) avec $\delta t = 0.9s$ (± 0.1), soit $\Psi = N17^\circ$;
- à STET : $\gamma_m = 44^\circ$ ($-20, +20$) avec $\delta t = 1.4s$ (± 0.3), soit $\Psi = N16^\circ$.

Dans la plupart des cas, à une station donnée, les variations d'azimut d'une analyse à l'autre ne sont pas très importantes. Nous nous situons généralement dans une fourchette de $\pm 10^\circ$ qui se trouve dans l'intervalle d'incertitude de la mesure. Rarement, l'écart passe à 20° .

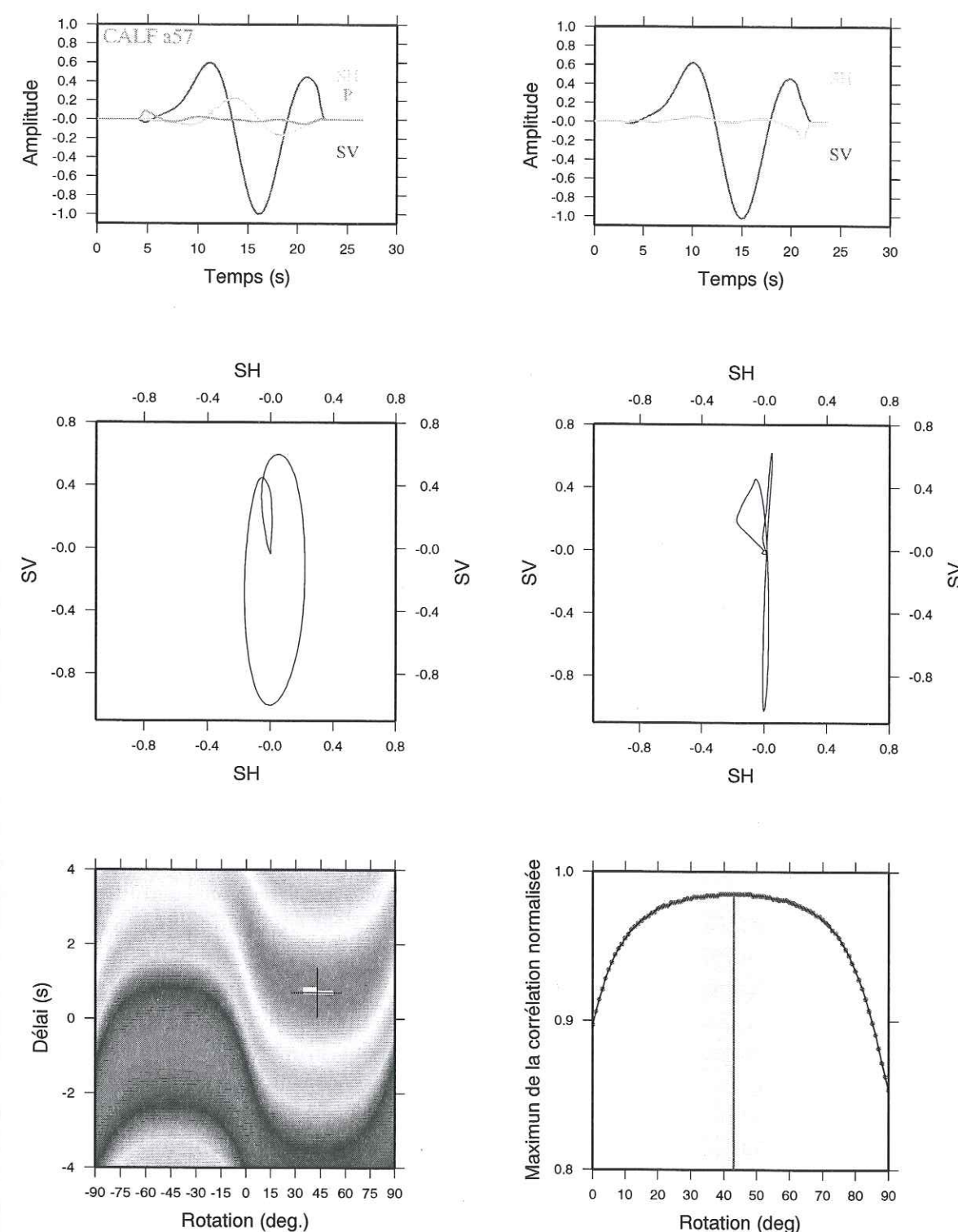


Figure 11.6: Exemple de traitement. L'onde SKS a été prélevée sur le sismogramme de la figure 11.5. En haut : sismogrammes dans le repère associé au rai (P, Sv, Sh), à l'origine et après correction du décalage mesuré. Au milieu : polarisation et polarisation corrigée. En bas : corrélogrammes. Dans cet exemple, nous trouvons une valeur de 43° ($-9^\circ; +10^\circ$) pour γ_m avec un délai entre les composantes lente et rapide de $0.8 \pm 0.1s$. Cet exemple nous donne un axe rapide d'azimut 15° .

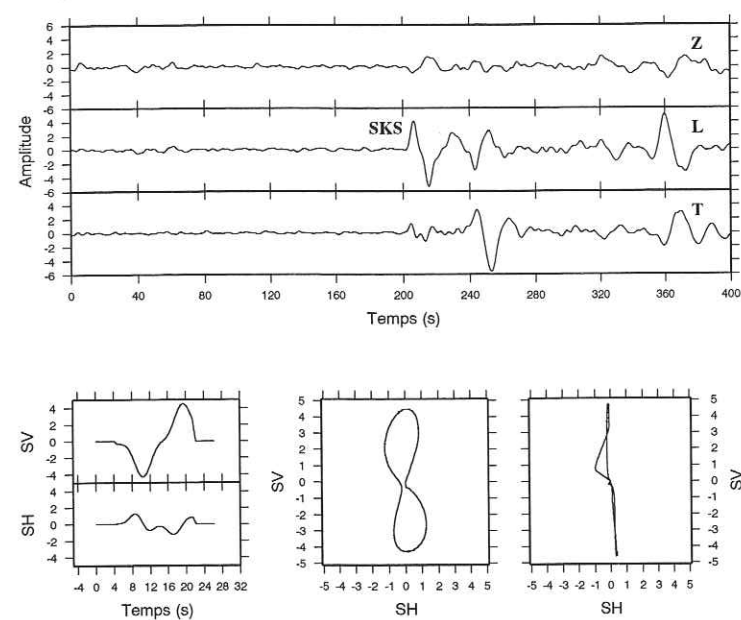


Figure 11.7: Exemple à SAOF. Séisme référencé **a24** provenant de la Bolivie ($\text{baz} = 243^\circ$, $\Delta = 93.8^\circ$). Extrait du sismogramme dans le repère (ZLT) (en haut). Les signaux ont été filtrés par un filtre passe-bas de type butterworth de fréquence de coupure égale à 0.2hz. Les composantes Sv et Sh de la phase SKS sont représentées en bas avec les polarisations d'origine et corrigée. L'angle de rotation mesuré dans ce cas est de 34° pour un délai de 1.3s, ce qui nous donne un axe rapide d'azimut $N7^\circ$.

L'ensemble des résultats, station par station, est regroupé sur la figure 11.11. Ces résultats sont représentés sous la forme de diagrammes en rose qui comptabilisent le nombre d'azimuts obtenus par l'analyse de toutes les données disponibles à la station. Nous avons rassemblé dans les quatre graphiques les directions déduites des données elliptiques mais aussi celles issues des données linéaires (modulo $\pi/2$). Chaque fois, nous reportons dans un diagramme contigu les directions d'arrivée des ondes à la station.

Quatre phases SKS présentent une polarisation quasi-linéaire à la station CALF, tandis que 6 autres phases sont elliptiques. D'après la figure 11.11, nous remarquons que les polarisations des phases quasi-linéaires sont proches de l'axe rapide déduit des données elliptiques (modulo $\pi/2$). Ces données confirment ainsi la direction de l'axe rapide estimée sous cette station. Pour les stations SMPL et SAOF, seules deux phases quasi-linéaires ont été observées. Ces phases sont celles déjà enregistrées à CALF. La direction de polarisation de ces ondes est là encore suffisamment proche de l'axe rapide pour justifier une polarisation linéaire. Pour la station STET, aucune polarisation linéaire significative n'a pu être relevée.

Les directions de la figure 11.11 sont assez homogènes. Il faut noter cependant une particularité à la station corse SMPL. En effet, il semble possible à cette station de définir deux groupes de directions. Le premier, centré autour de la direction $N - 7^\circ$, est défini par trois phases elliptiques tandis que le deuxième, regroupant les directions proches de $N20^\circ$, est déduit d'une polarisation elliptique et de deux quasi-linéaires. Comme le jeu de données utilisées est assez limité, nous n'interpréterons pas ce dédoublement.

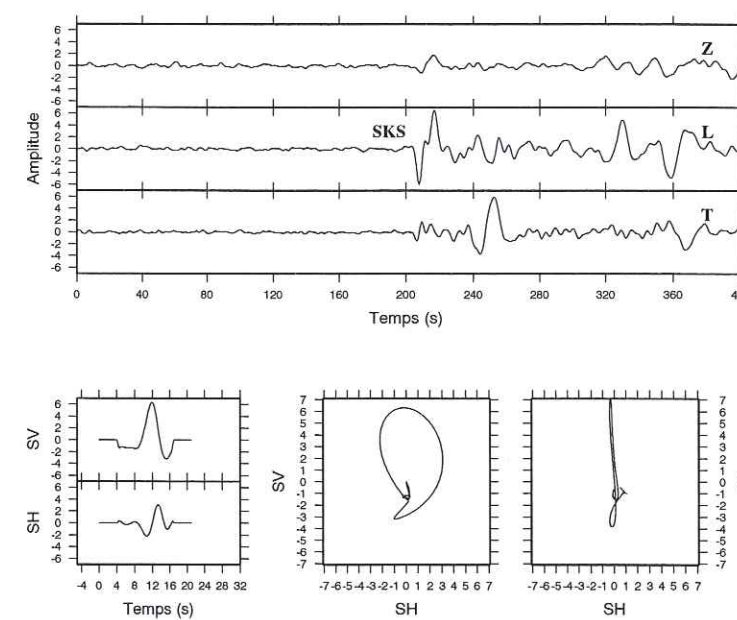


Figure 11.8: Exemple à CALF. Séisme référencé **a24** provenant de la Bolivie ($\text{baz} = 243^\circ$, $\Delta = 93.3^\circ$). Les signaux ont été filtrés par un filtre passe-bas de type butterworth de fréquence de coupure égale à 0.2hz. L'angle de rotation mesuré dans ce cas est de 40° pour un délai de 1.1s, ce qui nous donne un axe rapide d'azimut $N12^\circ$.

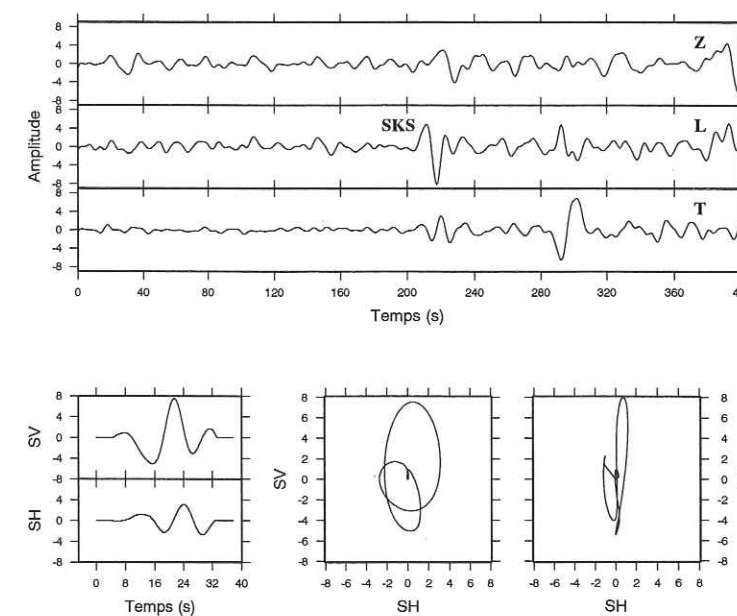


Figure 11.9: Exemple à STET. Séisme référencé **a57** provenant des Philippines ($\text{baz} = 62^\circ$, $\Delta = 104.3^\circ$). Les signaux ont été filtrés par un filtre passe-bas de type butterworth de fréquence de coupure égale à 0.15hz. L'angle de rotation mesuré dans ce cas est de 52° pour un délai de 1.8s, ce qui nous donne un axe rapide d'azimut $N24^\circ$.

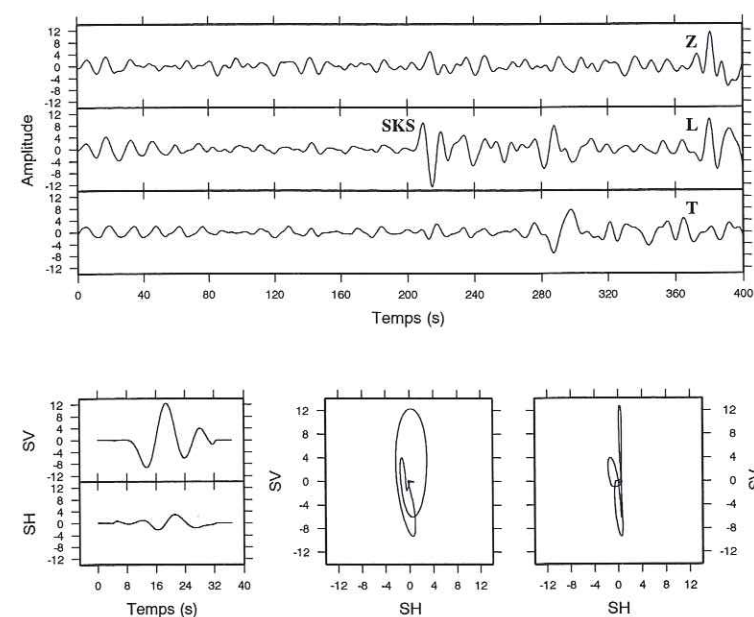


Figure 11.10: Exemple à SMPL. Séisme référencé **a57** provenant des Philippines ($\text{baz} = 62^\circ$, $\Delta = 104.3^\circ$). Les signaux ont été filtrés par un filtre passe-bas de type butterworth de fréquence de coupure égale à 0.2Hz . L'angle de rotation mesuré dans ce cas est de 46° pour un délai de 0.8s , ce qui nous donne un axe rapide d'azimut $N21^\circ$.

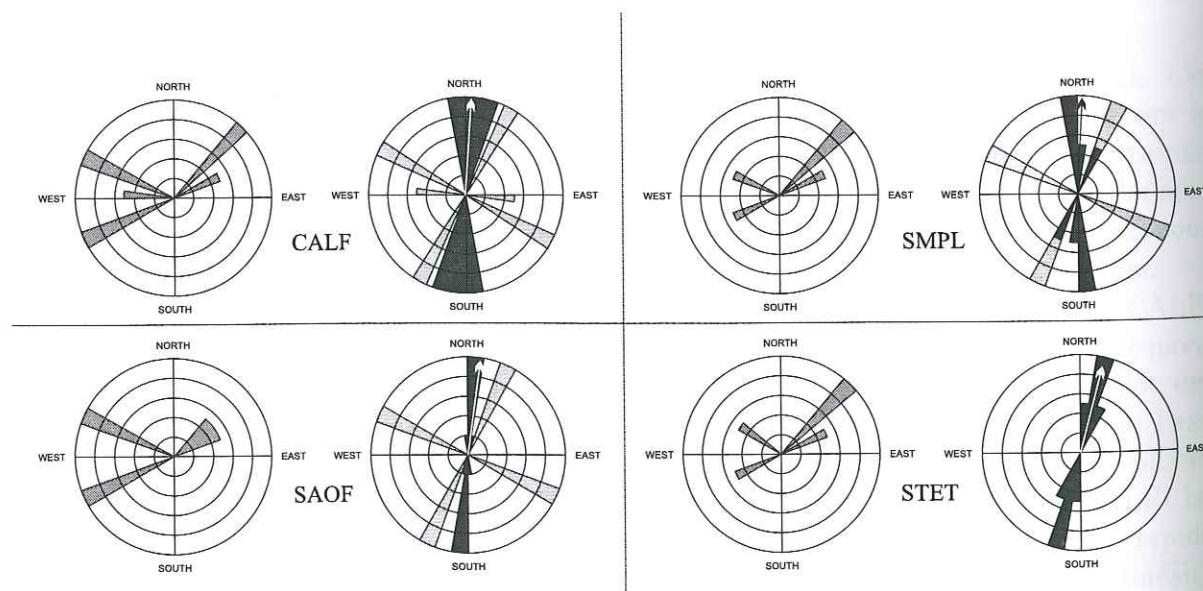


Figure 11.11: Diagrammes en rose regroupant les directions rapides obtenues pour les stations du réseau TGRS. Pour chaque station, nous avons représenté les directions d'arrivée des ondes SKS sous la station (à gauche), les directions déduites des phases ellipsoïdales (en sombre sur le diagramme de droite) et les directions données par les polarisations linéaires (en clair sur le diagramme de droite). La flèche indique la direction moyenne à chaque station, calculée à partir des données elliptiques.

D'après les histogrammes, nous déduisons une direction moyenne pour chaque point d'enregistrement. Nous établissons également une moyenne des délais que l'on associe à chaque direction. Nous obtenons ainsi les résultats suivants :

- CALF : $\Psi = N6^\circ (-13, +11)$, $\delta t = 1.5\text{s} (\pm 0.2)$;
- SAOF : $\Psi = N8^\circ (-10, +12)$, $\delta t = 1.1\text{s} (\pm 0.2)$;
- STET : $\Psi = N14^\circ (-13, +19)$, $\delta t = 1.2\text{s} (\pm 0.3)$;
- SMPL : $\Psi = N1^\circ (-9, +11)$, $\delta t = 1.2\text{s} (\pm 0.2)$.

11.3.2 Stations temporaires

Afin d'illustrer les résultats obtenus à partir des enregistrements aux stations temporaires, nous présentons sur les figures 11.12, 11.13 et 11.14 des exemples de traitements aux stations REGF, SLEG et GILY respectivement. Pour les stations temporaires, le filtrage utilisé est globalement de fréquence de coupure plus basse que celui appliqué aux données du réseau TGRS. D'autre part, les polarisations observées sont toujours plus complexes que précédemment. Il en découle une erreur plus grande sur le résultat, qui affecte essentiellement les délais mesurés entre les composantes rapide et lente.

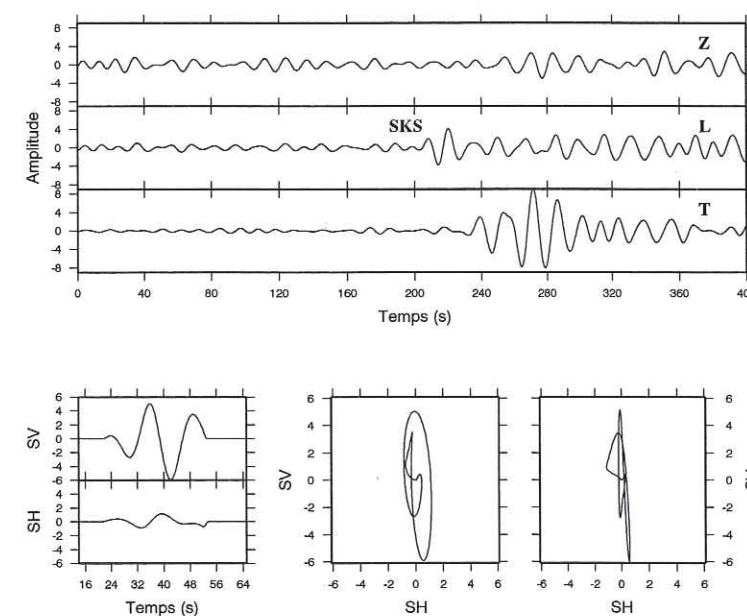


Figure 11.12: Exemple à REGF. Séisme référencé **z05** provenant de Taiwan ($\text{baz} = 54^\circ$, $\Delta = 93.3^\circ$). Les signaux ont été filtrés par un filtre passe-bas de type butterworth de fréquence de coupure égale à 0.1Hz . L'angle de rotation mesuré dans ce cas est de 40° pour un délai de 0.7s , ce qui nous donne un axe rapide d'azimut $N184^\circ$.

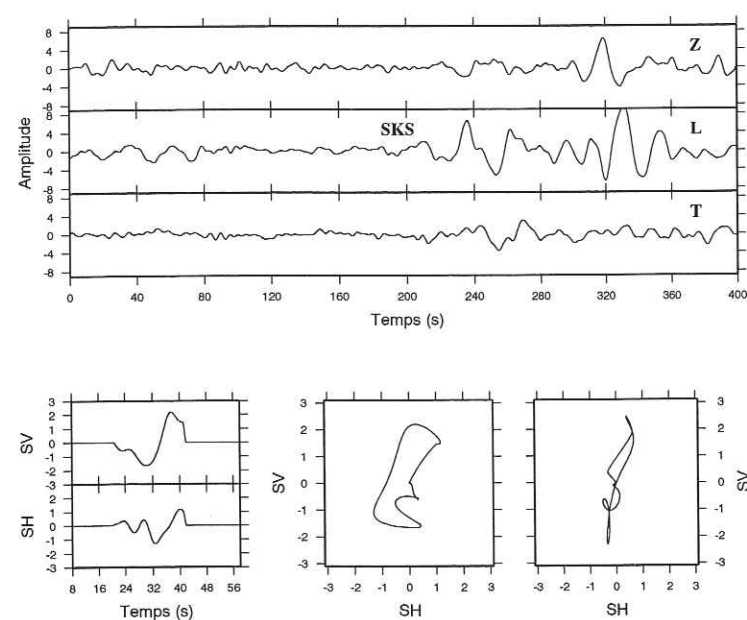


Figure 11.13: Exemple à SLEG. Séisme référencé **a89** provenant du Japon ($\text{baz} = 45^\circ$, $\Delta = 89.2^\circ$). Les signaux ont été filtrés par un filtre passe-bas de type butterworth de fréquence de coupure égale à 0.1Hz. L'angle de rotation mesuré dans ce cas est de 48° pour un délai de 2.5s, ce qui nous donne un axe rapide d'azimut $N183^\circ$.

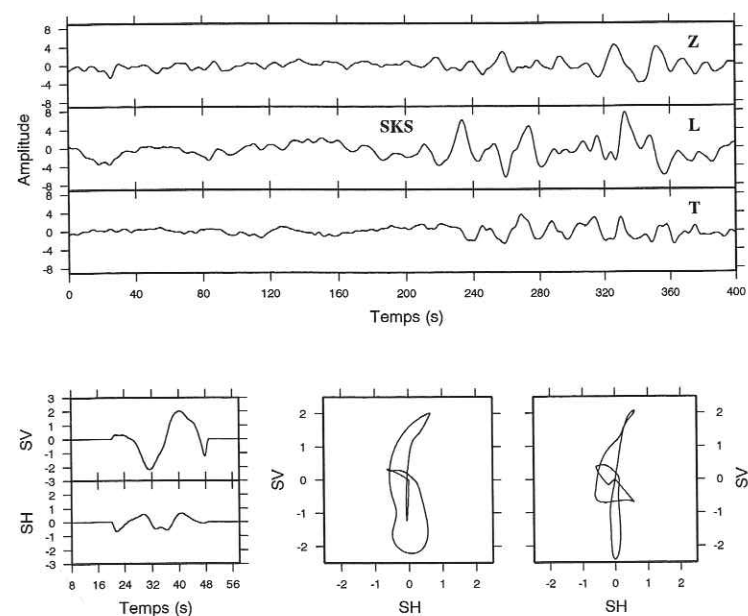


Figure 11.14: Exemple à GILY. Séisme référencé **a49** provenant du Japon ($\text{baz} = 45^\circ$, $\Delta = 90.7^\circ$). Les signaux ont été filtrés par un filtre passe-bas de type butterworth de fréquence de coupure égale à 0.15Hz. L'angle de rotation mesuré dans ce cas est de 50° pour un délai de 1.2s, ce qui nous donne un axe rapide d'azimut $N185^\circ$.

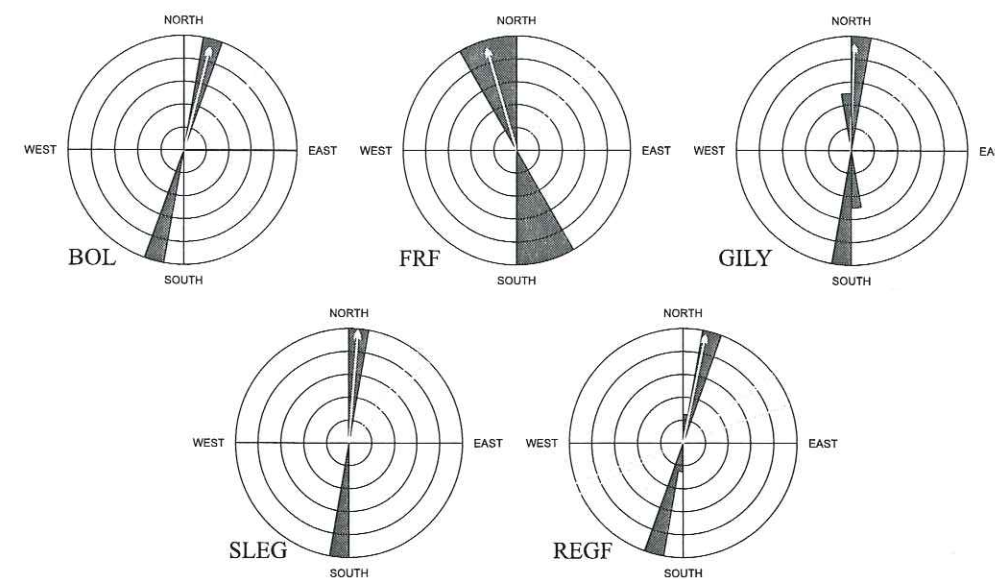


Figure 11.15: Diagrammes en rose regroupant les directions rapides obtenues pour les stations temporaires. Pour chaque station, nous avons représenté les directions d'arrivée des ondes SKS sous la station (en clair) et les directions déduites des phases ellipsoïdales (en sombre). Aucune donnée linéaire n'a été observée dans ces cas. La flèche indique la direction moyenne à chaque station.

Le nombre de phases SKS disponibles à ces stations limite également la confiance dans les résultats. En effet, durant leur période de fonctionnement, les stations de la campagne Geofrance3D-1996 (BOL,FRF,GILY,SLEG) n'ont enregistré que peu d'événements susceptibles de générer des phases SKS. Ainsi, nous avons analysé trois phases elliptiques à chacune de ces stations. Lors de la deuxième campagne, la station REGF est celle qui est restée opérationnelle le plus longtemps (de mi-décembre 1997 à début mai 1998). La longueur de la période de marche de la station associée à une installation de qualité nous ont permis de recueillir cinq enregistrements contenant des phases SKS dont la qualité est suffisante pour être exploités. Les moyennes relevées sont alors :

- GILY : $\Psi = N - 1^\circ$ ($-14, +16$), $\delta t = 1.7s$ (± 0.3);
- SLEG : $\Psi = N3^\circ$ ($-15, +18$), $\delta t = 1.9s$ (± 0.4);
- FRF : $\Psi = N - 15^\circ$ ($-18, +19$), $\delta t = 1.7s$ (± 0.3);
- BOL : $\Psi = N15^\circ$ ($-16, +18$), $\delta t = 1.5s$ (± 0.3);
- REGF : $\Psi = N13^\circ$ ($-12, +15$), $\delta t = 0.8s$ (± 0.2).

11.3.3 Synthèse des résultats

Les résultats obtenus à l'ensemble des neuf stations sont regroupés sous deux formes. Tout d'abord, deux graphiques nous donnent les directions rapides et les délais en fonction du point d'enregistrement (Fig. 11.16). D'autre part, les directions des axes rapides que nous avons trouvées ont été reportées sur une carte géographique (Fig. 11.17). La dispersion des azimuts mesurés est assez réduite. Ces directions sont comprises entre $N - 15^\circ$ (FRF) et $N15^\circ$ (BOL). La moyenne se situe vers $N5^\circ$. Les résultats sont ainsi très homogènes sur toute la région d'observation. Seules les mesures faites à partir des

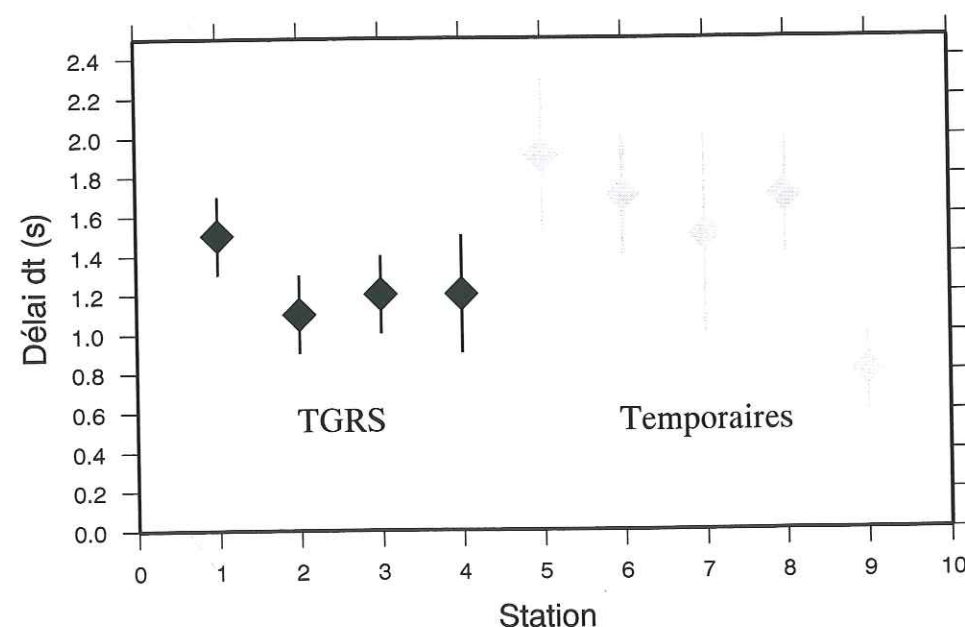
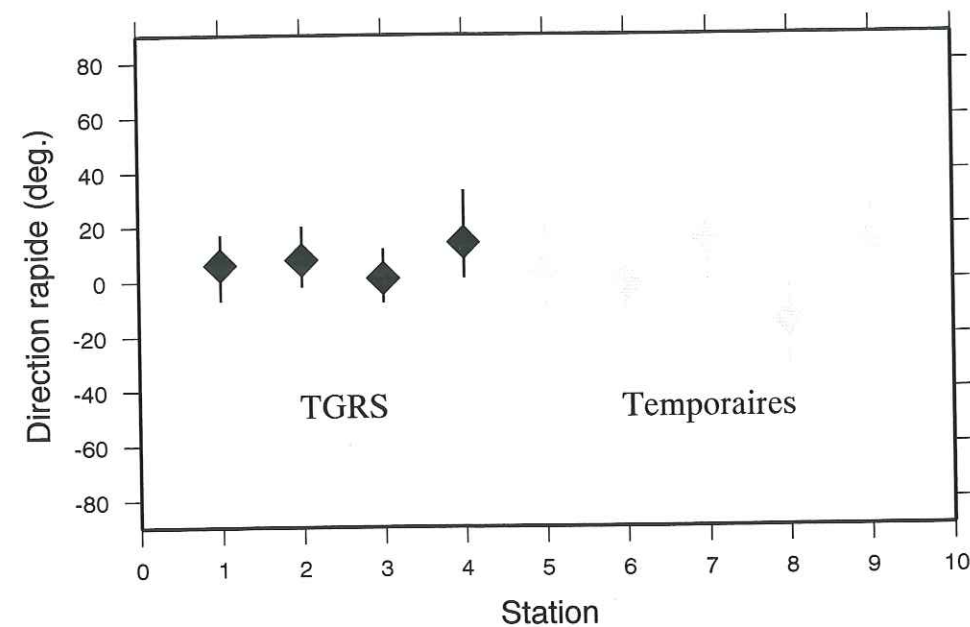


Figure 11.16: Directions et délais obtenus pour les 9 stations. 1=CALF, 2=SAOF, 3=SMPL, 4=STET, 5=SLEG, 6=GILY, 7=BOL, 8=FRF, 9=REGF.

données des stations temporaires font preuve d'une plus grande variabilité. La station FRF est la seule à fournir un axe de direction rapide à plus de 20° de la direction moyenne relevée. Les huit autres résultats sont compris dans un intervalle de $(\pm 10^\circ)$ en accord avec les barres d'erreur sur les mesures.

Les délais entre les composantes rapide et lente mesurés varient significativement d'une station à une autre. Ces mesures sont également sujettes à plus d'incertitude, notamment aux stations temporaires. Pour les stations TGRS, la moyenne se situe autour de 1.2s tandis que pour les stations temporaires elle est de 1.5s (1.7s si on ne tient pas compte de REGF). Le peu de données disponibles à ces stations est sans doute la cause d'une surestimation du délai. D'autre part, un filtrage globalement plus élevé pour les enregistrements des stations temporaires peut également expliquer cet écart.

La mesure du décalage entre les composantes est très sensible au bruit présent dans les enregistrements. Ainsi, à CALF les délais sont compris entre 0.8 et 2.5 secondes. Les valeurs élevées ne sont pas très bien contraintes car déduites de sismogrammes présentant un rapport signal/bruit faible. Par contre, les directions associées à ces délais sont en accord avec celles obtenues pour les autres analyses et la polarisation corrigée est bien linéaire. Il en est de même pour les résultats obtenus aux stations temporaires. Les délais importants déduits à ces stations s'expliquent en partie par la présence de bruit dans les signaux traités et par le filtrage plus important que nous leur avons appliqué.

Le décalage moyen observé est donc fonction du nombre de données et du bruit affectant les sismogrammes desquels sont extraites les phases SKS utilisées. Le nombre de données étant plus limité aux stations temporaires et le bruit plus important, nous obtenons des décalages en moyenne plus grands que pour les stations du réseau TGRS.

Il est possible de relier les délais mesurés à l'épaisseur de la zone anisotrope par la relation (Silver & Chan, 1991) :

$$L = \frac{\delta t_0}{d\beta}.$$

En considérant une vitesse des ondes S moyenne de $\beta_0 = 4.7 \text{ km/s}$ et un taux d'anisotropie de $d\beta = 4\%$, nous obtenons une épaisseur de 117 km pour $\delta t = 1.0 \text{ s}$, 140 km pour $\delta t = 1.2 \text{ s}$ et 176 km si $\delta t = 1.5 \text{ s}$.

Les directions des axes rapides obtenues sous les stations sont confrontées à la direction de mouvement absolu des plaques sur la figure 11.17. Le mouvement de la plaque européenne représenté sur cette figure est déduit du modèle NNR-NUVEL1. Celui-ci prédit une direction de mouvement proche de $N40^\circ$. Cette direction est à une trentaine de degrés de la direction des axes rapides que nous observons à nos stations.

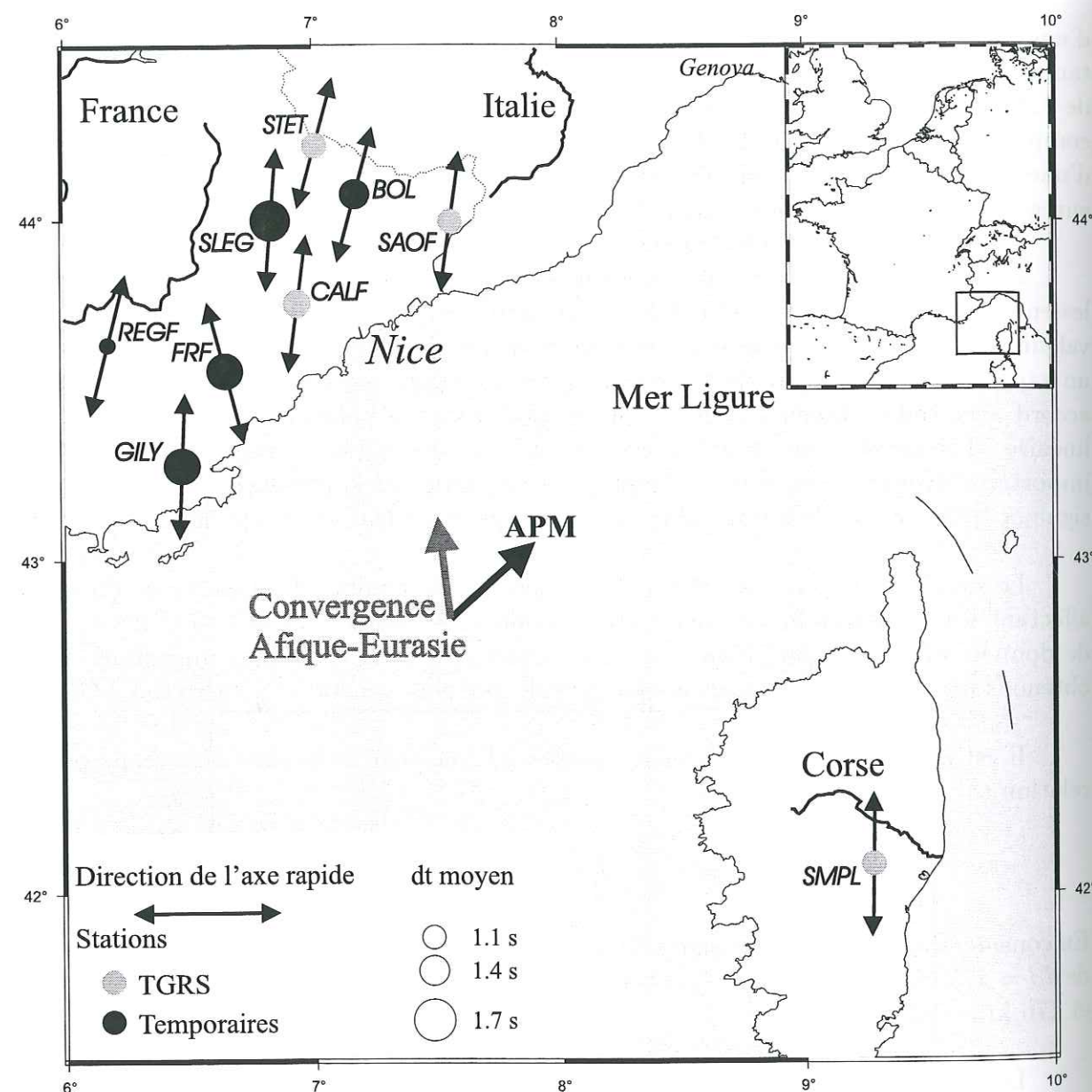


Figure 11.17: Résultats de l'analyse de l'anisotropie lithosphérique sous le sud-est de la France.

Conclusion

Par rapport aux expériences de réfraction des ondes P et aux tomographies des ondes de surface, l'analyse de la biréfringence des ondes SKS possède une résolution horizontale bien supérieure. Par contre, cet avantage se fait au détriment de la résolution verticale. Bien que la méthode que nous employons soit sensible à l'anisotropie se situant entre la surface et la base du manteau, la majeure partie de celle-ci est sans doute localisée uniquement dans la partie supérieure du manteau (Montagner & Tanimoto, 1991; Ansel, 1989). Les ondes utilisées sont bien adaptées aux hypothèses de départ (anisotropie d'axe de symétrie horizontale) et permettent d'éviter certains biais (surface libre, anisotropie du côté de la source). D'autre part, les stations large-bande autorisent un enregistrement optimal des ondes SKS. En effet, les signaux de ces ondes sont de fréquence assez basse. Leur période dominante est proche de 10s. Les enregistrements de ces phases par des capteurs courte période sont donc tronqués en fréquence. Dans ce cas, la polarisation des ondes est modifiée et une analyse de la biréfringence à partir de ces enregistrements est plus délicate, les résultats étant le plus souvent limités, voir même faussés (Guilbert, 1995).

La figure 11.18 permet une comparaison entre les résultats que nous avons obtenus et ceux issus de la bibliographie. On observe ainsi une carte des directions rapides déterminées pour l'Europe de l'ouest. Ces directions sont variables d'un endroit à un autre. Cette variation peut être observée sur une courte distance (Massif Central, ouest de l'Allemagne, profil au travers des Apennins). Les directions sont rarement selon la direction de mouvement de la plaque européenne (APM). Le plus souvent, elles apparaissent parallèles aux chaînes de montagne (Pyrénées, Centre des Apennins, Autriche) (Barruol & Souriau, 1995, Margheriti *et al.*, 1996, Brechner *et al.*, 1998), mais elles peuvent également être perpendiculaires à ces mêmes chaînes (Margheriti *et al.*, 1996, Diaz *et al.*, 1998).

La formation d'anisotropie sismique dans le manteau supérieur s'explique principalement par deux phénomènes (Granet *et al.*, 1998). Le premier mécanisme du développement de l'anisotropie azimutale implique les courants de convection mantelliques à la base de la lithosphère (SAF, simple asthenospheric flow) tandis que le deuxième processus fait appel à une déformation verticalement homogène de la lithosphère (VCD, vertically coherent deformation). Dans le deuxième cas, la croûte et la partie sommitale du manteau, sous les zones tectoniquement actives, se déformeraient de manière identique. Dans les zones où les deux mécanismes se produisent simultanément, on observerait deux couches anisotropes distinctes.

L'anisotropie sismique a été souvent reliée à la direction d'écoulement actuel à la base de la lithosphère (par ex. : Hess 1964; Ansel, 1989; Montagner & Tanimoto, 1991; Vinnick *et al.*, 1992). Cette relation est non seulement confirmée par des analyses de terrain portant sur la pétrofabrique de complexes ophiolitiques (Christensen & Salisbery, 1979), mais aussi par des expériences de déformation cisailante simple menées en laboratoire dans des conditions de hautes température et pression (Zhang & Karato, 1995). Ces études mettent en évidence un rapport entre la déformation du manteau supérieur

et la direction de l'axe rapide de l'anisotropie par le biais de l'orientation préférentielle de minéraux anisotropes. Dans ces conditions, la théorie SAF, basée sur les résultats des premières études portant sur l'observation de l'anisotropie des ondes de cisaillement reliait directement et simplement la direction de polarisation de l'onde rapide au déplacement absolu des plaques lithosphériques (APM) (Vinnick *et al.*, 1992; Ansel, 1989, par exemple).

Cependant, d'autres études nuancent cette considération. En effet, Ribe (1989) montre par des modélisations en deux dimensions que l'orientation préférentielle des minéraux sous l'effet de l'écoulement du manteau à la base de la lithosphère est complexe et qu'en général, il n'y a pas de relation simple entre la direction d'écoulement locale et la direction d'orientation des minéraux. Par contre, l'auteur met en évidence l'alignement de l'axe rapide de l'olivine avec la direction de fluage locale du manteau, sous les dorsales présentant un taux d'ouverture important mais également sous les continents dans certains cas. Par comparaison entre le mouvement absolu des plaques lithosphériques prédit par le modèle NNR-NUVEL1 (Argus & Gordon, 1991) et les directions d'axes rapides déduits de la biréfringence des ondes SKS en plusieurs points du globe, Kubo & Hiramatsu (1998) suggèrent que la corrélation entre l'anisotropie sismique et le mouvement absolu des plaques est valable pour les zones stables si la vitesse de déplacement de la plaque est supérieure à 1.4 cm/an. D'autre part, ces auteurs concluent à la présence d'anisotropie fossile dans la lithosphère pouvant être plus importante que l'anisotropie asthénosphérique créée par le mouvement des plaques lithosphériques.

La seconde source d'anisotropie a été établie sur la base d'études plus récentes utilisant des réseaux de stations temporaires permettant une observation des variations locales de la direction de polarisation rapide. La figure 11.18 permet d'apprécier les variations importantes de la direction rapide observées sous des stations proches dans l'Europe de l'ouest. Les directions moyennes mesurées à partir des données du profil traversant les Apennins (Margheriti *et al.*, 1996) en sont un bel exemple. Les auteurs trouvent une direction rapide NNE-SSW dans la partie ouest du profil, tandis que la partie centrale est caractérisée par une direction NNW-SSE, à presque 90° de la première.

Les résultats que nous obtenons ne coïncidant pas avec la direction de mouvement de la plaque européenne prédit par le modèle NNR-NUVEL1 (Fig. 11.17), nous ne pouvons pas les interpréter selon la théorie SAF. Ils témoigneraient plutôt de la déformation de la lithosphère sous le sud-est de la France.

D'autre part, Vinnick *et al.* (1994) proposent une déviation du flux asthénosphérique sous l'effet de l'orogène alpin pour expliquer les variations de direction remarquées entre la Forêt Noire (station permanente BFO) et la frontière tchèque dans le sud de l'Allemagne. Dans ce cas, les directions des polarisations des composantes rapides sont approximativement perpendiculaires aux directions de contrainte horizontale maximales relevées actuellement. Dans notre cas, les directions NS obtenues sont quasi-parallèles à la direction actuelle de compression (Laurent, 1998; Ritz, 1991). Nous les associons donc préférentiellement au mécanisme VCD. Il faut toutefois noter la présence dans le massif des Maures-Tanneron, d'un grain structural hercynien hérité dont l'orientation N-S correspond à la direction d'axe rapide que nous observons.

Notre étude n'a permis de mettre en évidence qu'une seule zone anisotrope. Cette observation est sans doute liée au jeu de données utilisé et n'est pas une preuve suffisante pour affirmer l'existence d'une seule couche anisotrope sous le sud-est de la France. Les résultats sont par contre très homogènes pour toute la région d'étude. La direction obtenue est donc bien contrainte par les données traitées. L'épaisseur de la zone anisotrope associée à la direction trouvée est voisine de 130 kilomètres, en supposant que l'effet de l'anisotropie crustale n'excède pas 0.2 s (Granet *et al.*, 1998). Cette épaisseur est en bon accord avec les travaux menés à partir d'autres enregistrements sismologiques effectués dans l'ouest de l'Europe (Granet *et al.*, 1998; Barruol & Souriau, 1995, par exemple). Les délais mesurés sont également en accord avec les études plus globales. En effet, Silver & Chan (1991) observent que sous les continents, les décalages entre les composantes rapide et lente sont compris entre 0.65 et 1.7 secondes avec une moyenne se situant autour de 1.0 seconde.

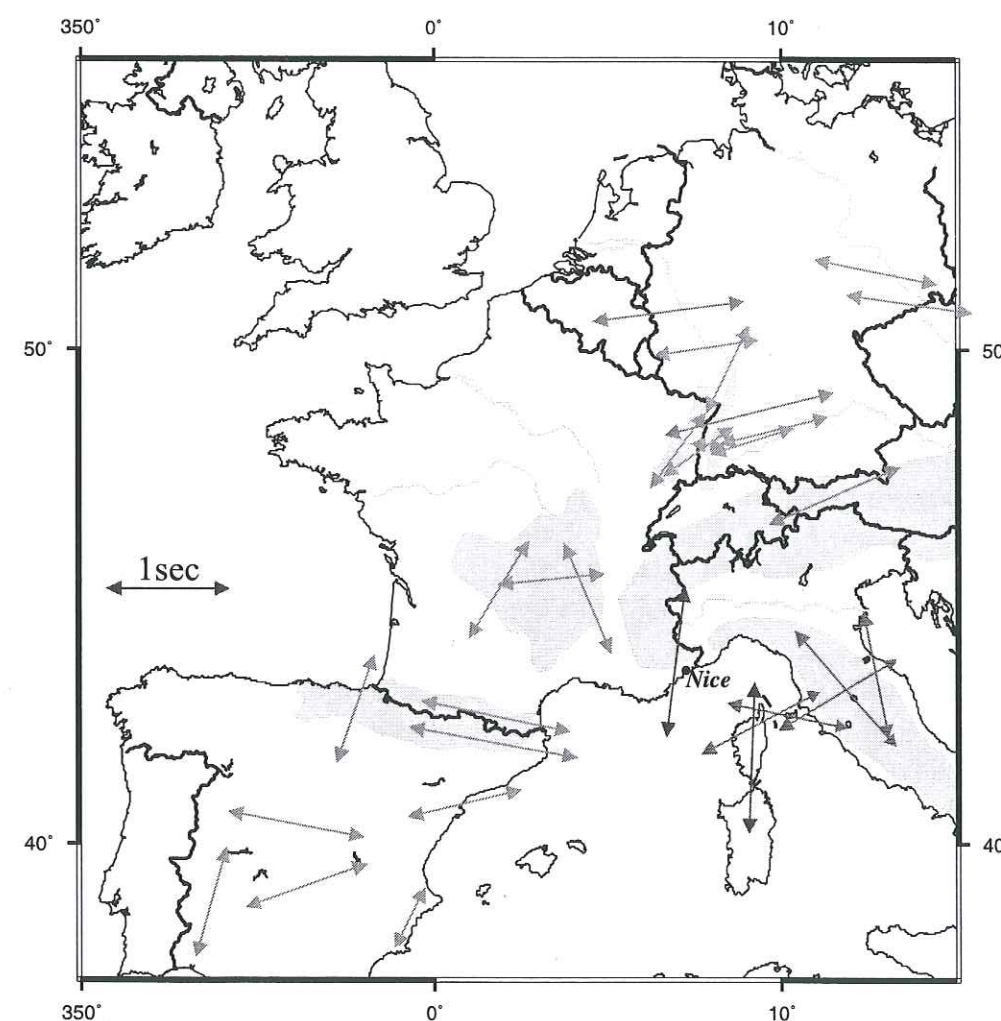


Figure 11.18: Mesures de biréfringence dans l'Europe de l'ouest. Les directions obtenues dans les régions voisines de notre zone d'étude ont été extraites des publications : Margheriti *et al.* (1996) pour l'Italie, Diaz *et al.* (1998) pour l'Espagne, Barruol & Souriau (1995) pour les Pyrénées, Brechner *et al.* (1998) pour l'Allemagne et l'Autriche, Granet *et al.* (1998) pour le Massif-Central français, les Vosges et la Forêt Noire.

Conclusion générale

L'objectif de ce travail était principalement d'analyser les conditions d'application des méthodes étudiant la propagation des ondes de volume dans le but de déterminer les structures du manteau supérieur et de la croûte. Pour cela, nous avons tout d'abord choisi de mettre en pratique l'inversion de fonctions de transfert déterminées à partir d'enregistrements large-bande. Dans un deuxième temps, nous avons étudié l'anisotropie sismique à partir de l'analyse de la biréfringence des ondes de cisaillement.

Les fonctions de transfert assurent une normalisation des enregistrements sismologiques et permettent d'isoler les phases générées sur les discontinuités sismiques. Ces ondes constituent la seule observation directe de ces discontinuités. L'analyse de la biréfringence des ondes de cisaillement permet quand à elle un accès direct aux déformations des roches en profondeur.

Afin de tester les techniques utilisées, nous les avons appliquées à une région dont la structure présente de fortes variations à courte longueur d'onde : la Méditerranée nord-occidentale. Cette région est constituée de plusieurs zones de subduction et de bassins de type océanique. Les variations attendues de la profondeur des discontinuités sont, dans ce contexte, très importantes et la déformation des roches lithosphériques complexe.

Notre étude est une des premières se basant sur les données du jeune réseau TGRS pour la détermination des structures crustales et mantelliques. D'autre part, les programmes de grande envergure tels que GéoFrance 3D ou BROADVES permettent l'acquisition de données supplémentaires indispensables à une étude détaillée.

La méthode d'estimation de la biréfringence des ondes de cisaillement utilise les phases traversant le noyau. En se basant sur les ondes SKS, nous éliminons l'influence du trajet des ondes proche de la source des séismes. Nous n'avons pas cherché à innover en utilisant la méthode "rotation-corrélation" développée par Ansel (1989) et bien d'autres se sont basés sur les ondes SKS. Le premier fut Vinnik (Vinnik *et al.*, 1984).

Nous présentons dans ce manuscrit la première étude de biréfringence des ondes SKS dans les Alpes du sud de la France. Dans les Pyrénées, une étude similaire menée par Barruol & Souriau (1995) a permis de mettre en évidence une direction d'axe rapide globalement parallèle à la direction de la chaîne. D'autre part, Granet *et al.* (1998) présentent leurs mesures de biréfringence d'onde de cisaillement dans le fossé rhénan et le Massif Central.

L'utilisation des stations sismologiques large-bande permet un enregistrement correct des phases SKS. Ce mode d'acquisition des données assure alors une analyse fine et

justifiée de la polarisation de ces ondes basse fréquence. La direction de l'axe rapide N10 que nous trouvons dans notre étude est ainsi assez bien contrainte, même si nous nous basons uniquement sur quelques enregistrements. Elle pourra cependant être confirmée par des études ultérieures, au fur et à mesure des acquisitions du réseau permanent TGRS.

Le calcul des fonctions de transfert est apparu comme un moyen efficace pour éliminer la complexité de la source dans les signaux sismologiques et ainsi isoler dans la coda de l'onde P les phases produites au voisinage de la station. Il permet notamment de séparer les phases de la source (sP, pP, ...) des phases converties aux interfaces sous la station.

Dans les régions d'application, les fonctions obtenues présentent une composante transverse non négligeable qui n'est pas prévue par les calculs synthétiques se basant sur des modèles tabulaires. Elles sont le reflet des hétérogénéités latérales du milieu sous les points d'enregistrement. Une étude conjointe des composantes longitudinale et transverse permet alors une exploitation optimale des informations contenues dans les sismogrammes.

Plusieurs techniques ont été appliquées pour interpréter la forme des fonctions de transfert obtenues. L'inversion de la composante longitudinale par la méthode classique d'Ammon (1991) aboutit à un modèle moyen tandis que l'analyse des polarités des composantes transverses des phases principales permet de considérer le pendage des interfaces. L'analyse en réseau apporte typiquement une estimation de la partie de la coda de l'onde P liée au champ d'onde diffracté au voisinage du récepteur. En ajoutant un critère de plus à cette méthode, nous obtenons un moyen supplémentaire pour contraindre la géométrie des interfaces majeures sous un profil de stations. Pour cela, nous avons introduit dans le calcul des grilles de diffraction la loi de Snell-Descartes, reliant les angles des phases converties à celui de l'onde P incidente.

Notre application à l'étude des structures crustales de l'extrême sud des Alpes occidentales apporte de nouvelles contraintes sur la géométrie du Moho sous la région. Les résultats que nous obtenons privilégient une croûte anormalement amincie entre le massif de l'Argentera-Mercantour et la côte d'azur. Nous observons de ce fait une continuité du Moho entre le bassin Ligure et la plaque Europe qui est en accord avec la géodynamique de la région. Par contre cette géométrie va à l'encontre des modèles géologiques classiques qui prévoient une racine profonde sous la croûte continentale. Sous la région du Vésuve, l'analyse des fonctions de transfert illustre clairement le pendage vers le NE du Moho ainsi que son dédoublement. La profondeur et la direction de pendage du Moho le plus profond est en désaccord avec l'interprétation de Scarascia *et al.* (1994) qui proposent le rattachement de celui-ci à la subduction adriatique. Nous pensons qu'il s'agit là plutôt d'une trace fossile de la subduction eurasiennne fonctionnant avant l'ouverture des bassins ligure et thyrrénien.

Les fonctions de transfert contiennent également des informations sur les structures à plus grande échelle : les structures mantelliques. Dans ce cas, le temps d'arrivée des phases converties aux interfaces dépend de la distance épacentrale. Cette caractéristique nous permet alors de calculer des spectres de vitesse comme en sismique réflexion. C'est

sur ces spectres que nous déterminons la profondeur des interfaces ainsi que la vitesse moyenne de propagation des ondes dans le manteau. L'introduction d'un terme correctif dans le calcul permet un effeuillage des structures qui améliore l'estimation des profondeurs des discontinuités mantelliques.

Les discontinuités mises à jour dans notre étude sont celles observées sous d'autres points du globe. Sous les Alpes-Maritimes, la Corse et Tamanrasset, deux discontinuités proches de 410 et 670 kilomètres de profondeur ont été observées. Elles présentent toutes les deux des profondeurs variables. Nous avons mis ainsi en évidence une topographie qui pourrait être liée à la subduction de la plaque Eurasiennne sous la plaque Afrique. En effet, la discontinuité "410" se trouve à une profondeur moindre sous les Alpes que celle déterminée sous la Corse et l'Afrique du nord. Dans le premier cas, nous obtenons une profondeur de 401 kilomètres contre 426 dans les deux cas suivants. La discontinuité "670" a un comportement opposé. Sa profondeur est de 691 kilomètres sous les Alpes-Maritimes alors qu'elle n'est que de 677 et 662 kilomètres sous la Corse et l'Algérie respectivement. Un saut de vitesse moins profond est également apparu sous les stations sismologiques de Corse et de Tamanrasset. Sa profondeur a été évaluée à 208 kilomètres sous TAM et 240 sous SMPL. Cette discontinuité ne semble pas présente en revanche sous les Alpes.

Lors de l'analyse de la stratification du manteau sous les stations du réseau TGRS et de TAM aucune discontinuité vers 520 kilomètres n'est apparue. L'existence d'une telle discontinuité à pourtant été proposée (Thirot, 1995; Shearer, 1990). De même, aucune discontinuité profonde à 900 kilomètres n'a pu être observée comme se fut le cas à la station du réseau GEOSCOPE SSB dans le Massif Central (Bertrand, 1995) ou dans le sud-ouest de la France (Mohammadioum, 1967; Souriau, 1986).

Ce travail prouve que les enregistrements large-bande sont bien adaptés au calcul des fonctions de transfert. Par contre, la sismicité mondiale ne se répartissant pas de façon homogène sur le globe, le nombre de télé-séismes enregistrés dans un intervalle de temps fixé, dépend de la région que l'on se propose d'étudier. La situation de la Méditerranée occidentale est telle que nous trouvons à bonne distance la plupart des séismes de la zone circum-pacifique. Dans ce cas, la majorité des séismes enregistrés viendront principalement du nord-est et de l'ouest. Selon le type d'analyse souhaité il faudra alors laisser les stations opérationnelles plus ou moins longtemps. D'après nos expériences menées dans le cadre des programmes Géofrance 3D et BROADVES, un minimum de 6 mois semble requis pour enregistrer des télé-séismes en nombre suffisant pour permettre une analyse fine des structures de la croûte terrestre. D'autre part, la géométrie d'acquisition va dépendre également des objectifs que nous nous fixons. Dans le cas du Vésuve par exemple, il serait intéressant de placer des stations large-bande temporaires sur l'édifice volcanique lui-même pour former un réseau très dense et rechercher, par le calcul de grilles de diffraction, la position et la géométrie de la chambre magmatique. Par contre, pour déterminer la topographie complexe du Moho dans les Alpes-Maritimes, un profil d'enregistrements entre les stations CALF et SAOF du réseau TGRS serait plus judicieux.

De nombreuses questions restent en suspens. Des études basées sur des acquisitions futures devront être menées, notamment dans les Alpes-Maritimes, pour confirmer la

géométrie du Moho proposée. D'autre part, une analyse plus poussée de la forme de la composante transverse de la coda de l'onde P devrait permettre de détailler plus finement les structures crustales. Dans la région du Vésuve, le pendage des principales interfaces à lui seul ne peut pas, en effet, expliquer les fortes arrivées observées sur la composante transverse des fonctions de transfert.

Bibliographie

- [1] **Abers S.** Array Measurements of Phases Used in Receiver-Function Calculations: Importance of Scattering. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 88(1):313-318, 1998.
- [2] **Aki K.** and **P.G. Richards.** *Quantitative seismology*, volume 1. W. H. Freeman and Company, San Fransisco, 1980.
- [3] **Ammon C.J.** The Isolation of Receiver Effects from Teleseismic P Waveforms. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 81(6):2504-2510, 1991.
- [4] **Ammon C.J.** A Comparison of Deconvolution Techniques. Internal report, Lawrence Livermore National Laboratory, University of California, Santa Cruz, CA, Août 1992.
- [5] **Ammon C.J., G.E. Randall,** and **G. Zandt.** On the Nonuniqueness of Receiver Function Inversions. *J. Geophys. Res.*, 95(B10):15,310-15,318, 1990.
- [6] **Anderson, Don L.** *Theory of the Earth.* Blackwell Scientific Publications, Boston, USA, 1989.
- [7] **Ando M., Y. Ishikawa,** and **H. Wada.** S-wave anisotropy in the upper mantle under a volcanic area in japan. *Nature*, 286:43-46, 1980.
- [8] **Ansel V.** *L'anisotropie du manteau déduite de la biréfringence des ondes de cisaillement.* Thèse, Université Paris-Sud, Paris, France, 1989.
- [9] **Argus D.E.** and **R.G. Gordon.** No-net-rotation Model of Current Plate Velocities Incorporating Plate Motion Model nuvel-1. *J. Geophys. Res.*, 18:2,039-2,042, 1991.
- [10] **Babuska V., J. Plomerová,** and **J. Šílený.** Models of seismic anisotropy in the deep continental lithosphere. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 78:167-191, 1993.
- [11] **Baker G.E., J.B. Minster, G. Zandt,** and **H. Gurrola.** Constraints on Crustal Structure and Complex Moho Topography beneath Piñon Flat, California, from Teleseismic Receiver Functions. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 86(6):1830-1844, 1996.
- [12] **Bannister S.C., E.S. Husbeye,** and **B.O. Ruud.** Teleseismic P coda analyzed by three-component and array techniques: deterministic location of topographic P-to-Rg scattering near the NORESS array. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 80(6):1969-1986, 1990.

- [13] **Barruol G.** and **A. Souriau.** Anisotropy beneath the Pyrenees range from teleseismic shear wave splitting: results from a test experiment. *Geophys. Res. Lett.*, 22(4):493-496, 1995.
- [14] **Bertrand E.** *Spectre de vitesse et imagerie du manteau supérieur. Application à la station de Saint Sauveur Badole.* DEA MMGE, Université Joseph Fourier, Grenoble, France, 1995.
- [15] **Berzon I.S.** The determination of a model of thinly layered medium by the simultaneous use of amplitude- and phase-spectrum characteristics of the layer. *Bull. Acad. Sci. SSSR, Ser. Geophys. (English Transl.)*, pages 363-367, 1965.
- [16] **Bethoux N., A. Deschamps, G. Nolet, E. Bertrand, I. Contrucci, M. Sossion,** and **J. Ferrandini.** The Deep Structure of Corsica as inferred by Broad Band Seismological Profile. *Geophys. Res. Lett.*, 26(17):2661-2664, 1999.
- [17] **Birch F.** The velocity of compressional waves in rocks to 10 kilobars 2. *J. Geophys. Res.*, 66:2,199-2,224, 1961.
- [18] **Blundell D., R. Freeman,** and **S. Mueller.** *A continent revealed: the European Geotraverse.* Cambridge University Press, 1992.
- [19] **Bostock M.G.** and **M.D. Sacchi.** Deconvolution of teleseismic recordings for mantle structure. *Geophys. J. Int.*, 129:143-152, 1997.
- [20] **Brechner S., K. Klinge, F. Krüger,** and **T. Plenefisch.** Backazimuthal Variation of Splitting Parameters of Teleseismic SKS Phases Observed at the Broadband Stations in Germany. *Pure Appl. Geophys.*, 151:305-331, 1998.
- [21] **Burdick L.J.** and **C.J. Langston.** Modeling crustal structure through the use of converted phases in teleseismic body-wave forms. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 67(3):677-691, 1977.
- [22] **Cassidy J.F.** Numerical experiment in broadband receiver function analysis. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 82(3):1453-1474, 1992.
- [23] **Choudhury M.A.** Observations des ondes de volume ayant traversé le manteau et le noyau. In *Traité de Géophysique Interne*, pages 283-319, Paris, France, 1973. Masson & C^{ie}, Editeurs, sous la direction de Coulomb J. et Jobert G.
- [24] **Christensen N.I.** Elasticity of ultrabasic rocks. *J. Geophys. Res.*, 71:5,921-5,931, 1966.
- [25] **Christensen N.I.** The magnitude, symmetry and origin of upper mantle anisotropy based on fabric analyses of ultramafic tectonites. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 76:89-111, 1984.
- [26] **Christensen N.I.** and **M.H. Salisbury.** Seismic Anisotropy in the Oceanic Upper Mantle : Evidence of Bay of Island Ophiolite Complex. *J. Geophys. Res.*, 84:4601-4610, 1979.

- [27] **Courboulex F.** *Inversion spatio-temporelle de la source sismique à l'aide des fonctions de Green empiriques : déconvolution par recuit simulé et application à des séismes de faible magnitude.* Thèse, Paris VI, Paris, France, 1995.
- [28] **Crampin S.** Seismic anisotropy - the state of the art : II. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 76:1-16, 1984.
- [29] **De Gori P., M.R. Azzara, E. Bertrand, P. Capuano, C. Chiarabba, M.G. Ciaccio, G.B. Cimini, G. de Natale, A. Deschamps, C. Godano, J. Taylor,** and **C. Troise.** The BROADVES seismic experiment: first results on the lithospheric structure beneath the Campanian region around the Vesuvius volcano. *Annales Geophysicae, European Geophysical Society, Nice*, 16 (supplement I), 1998.
- [30] **Diaz J., J. Gallart, A. Hirn,** and **H. Paulssen.** Anisotropy beneath the Iberian Peninsula : The Contribution of the ILIHA-NARS Broad-band Experiment. *Pure Appl. Geophys.*, 151:395-405, 1998.
- [31] **Dziewonski A.M.** and **D.L. Anderson.** Preliminary reference earth model. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 25:297-356, 1981.
- [32] **Estey L.H.** and **Douglas B.J.** Upper mantle anisotropy : a preliminary model. *J. Geophys. Res.*, 91:11,393-11,406, 1986.
- [33] **Farra V.** and **L. Vinnik.** Shear-wave splitting un the mantle of the pacific. *Geophys. J. Int.*, 119:195-218, 1994.
- [34] **Fernandez L.M.** and **J. Careaga.** The thickness of the crust in the Central United States from the spectrum of longitudinal seismic waves. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 58:711-741, 1968.
- [35] **Forgues E.** *Inversion linéarisée multiparamètres via la théorie des rais (application aux données de sismique réflexion de surface).* Thèse, Paris VII, Paris, France, 1996.
- [36] **Gasparini P.** Looking inside Vesuvius. *Eos Trans. AGU*, 79(19):229-232, 1998.
- [37] **Girardin N.** and **V. Farra.** Azimuthal anisotropy in the upper mantle from observations of P-to-S converted phases: application to southeast australia. *Geophys. J. Int.*, 133:615-629, 1998.
- [38] **Granet M., A. Glahn,** and **U. Achauer.** Anisotropic Measurements in the Rhinegraben Area and the French Massif Central : Geodynamic Implications. *Pure Appl. Geophys.*, 151:333-364, 1998.
- [39] **Gueguen E., C. Doglioni,** and **M. Fernandez.** On the post-25 ma geodynamic evolution of the western Mediterranean. *Tectonophysics*, 298:259-269, 1998.
- [40] **Guilbert J.** *Caractérisation des structures lithosphériques sous le Nord Tibet et sous le Massif Central à partir des données sismologiques du programme Lithoscope.* Thèse, Grenoble I, Grenoble, France, 1995.

- [41] **Gurrola H., G.E. Baker, and J.B. Minster.** Simultaneous time-domain deconvolution with application to the computation of receiver function. *Geophys. J. Int.*, 120:537-543, 1995.
- [42] **Gurrola H., J.B. Minster, and T.J. Owens.** The use of velocity spectrum for stacking receiver functions and imaging upper mantle discontinuities. *Geophys. J. Int.*, 117:427-440, 1994.
- [43] **Haskell N.A.** The dispersion of surface waves in multilayered media. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 43(1):17-34, 1953.
- [44] **Hatton L., M.H. Worthington, and J. Makin.** *Seismic data processing. Theory and practice.* Blackwell Scientific Publication, 1988.
- [45] **Havskov J. and E.R. Kanasewich.** Determination of the dip and strike of the Moho from array analysis. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 68(5):1415-1419, 1978.
- [46] **Hess H.** Seismic imaging of upper-mantle structure with new evidence for a 520-km discontinuity. *Nature*, 203:629-631, 1964.
- [47] **Jones C.H. and R.A. Phinney.** Seismic structure of the lithosphere from teleseismic converted arrivals observed at small arrays in the southern Sierra Nevada and vicinity, California. *J. Geophys. Res.*, 103(B5):10,065-10,090, 1998.
- [48] **Kendall J.M.** Lateral variations in D" below the Caribbean. *Geophys. Res. Lett.*, 23(4):399-402, 1996.
- [49] **Kendall J.M.** D", the Fate of Subducting Slabs? In *The 29th General Assembly of the IASPEI*, August 18-28 1997.
- [50] **Kenneth W. and A. Nur.** Friction and seismic in rocks. *Nature*, 277:528-531, 1979.
- [51] **Kennett B.L.N.** *Seismic Wave Propagation in Stratified Media.* Cambridge University Press, New York, 1983.
- [52] **Kennett B.L.N.** Wavenumber and wavetype coupling in laterally heterogeneous media. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 87:313-331, 1986.
- [53] **Kennett B.L.N.** *IASPEI91 Seismological Tables.* Australian National University, Canberra, 1991.
- [54] **Kennett B.L.N. and E.R. Engdahl.** Traveltimes for global earthquake location and phase identification. *Geophys. J. R. Int.*, 105:429-465, 1991.
- [55] **Kind R., G.L. Korsarev, and N.V. Petersen.** Receiver functions at the station of the German Regional Seismic Network (GRSN). *Geophys. J. Int.*, 121:191-202, 1995.

- [56] **Korsarev G.L., L.I. Makeyeva, and L.P. Vinnick.** Anisotropy of the mantle inferred from observations of P to S converted waves. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 76:209-220, 1984.
- [57] **Kubo A. and Y. Hiramatsu.** On Presence of Seismic Anisotropy in the asthenosphere beneath Continents and its Dependence on Plate Velocity: Significance of Reference Frame Selection. *Pure Appl. Geophys.*, 151(2-4):281-303, 1998.
- [58] **Kumazawa M.** The elastic constants of single-crystal orthopyroxene. *J. Geophys. Res.*, 74:5,973-5,980, 1969.
- [59] **Labrouste Y.H., P. Baltenberger, G. Perrier, and M. Recq.** Courbes d'égale profondeur de la discontinuité de Mohorovicic dans le Sud-Est de la France. *C. R. Acad. Sci., Paris*, 266, série D:663-665, 1968.
- [60] **Lanczos C.A.** *Linear Differential Operators.* Van Nostrand-Reinhold, Princeton, NJ, 1961.
- [61] **Langston C.A.** The effect of planar dipping structure on source and receiver responses for constant ray parameter. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 67(4):1029-1050, 1977.
- [62] **Langston C.A.** Structure Under Mount Rainier, Washington, Inferred From Teleseismic Body Waves. *J. Geophys. Res.*, 84(B9):4749-4762, 1979.
- [63] **Laurent O.** *Modalités de la structuration d'un prisme de front de chaîne : exemple de l'arc de Castellane (Chaînes subalpines méridionales, France).* Thèse, Université de Nice-Sophia Antipolis, Nice, France, 1998.
- [64] **Lay T. and T.C. Wallace.** *Modern global seismology.* Academic Press, San Diego, CA, 1995.
- [65] **Levin V., W. Menke, and J. Park.** Shear wave splitting in the Appalachians and the Urals: A case for multilayered anisotropy. *J. Geophys. Res.*, 104(B8):17,975-17,993, 1999.
- [66] **Lowrie W.** *Fundamentals of Geophysics.* Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1997.
- [67] **Lynnes C.S. and Lay T.** Inversion of P coda for isotropic scatterers at the yucca flat test site. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 79(3):790-804, 1989.
- [68] **Madeddu B.** *Sismotectonique des Alpes Sud-Occidentales et de la Marge Nord-Ligure : Implications Géodynamiques.* Thèse, Paris VI, Paris, France, 1997.
- [69] **Malinverno A. and W.B.F. Ryan.** Extension in the Tyrrhenian Sea and shortening in the Apennines as result of arc migration driven by sinking of the lithosphere. *Tectonics*, 5(2):227-245, 1986.

- [70] **Malinverno A.** and **W.B.F. Ryan.** Extension in the Tyrrhenian sea and shortening in the Aennines as result of arc migration driven by sinking of the Lithosphere. *Tectonics*, 5(2):227-245, 1986.
- [71] **Mangino S.G., Zandt G., and Ammon C.J.** The receiver structure beneath Mina Nevada. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 83(2):542-560, 1993.
- [72] **Margheriti L., C. Nostro, and A. Amato.** Seismic anisotropy beneath the Northern Apennines (Italy) and its tectonic implications. *Geophys. Res. Lett.*, 23(20):2721-2724, 1996.
- [73] **Mari J.L., F. Glangeaud, and F. Coppens.** *Traitement du Signal pour Géologues et Géophysiciens.* Publications de l'Institut Français du Pétrole. Éditions TECHNIP, Paris, 1997.
- [74] **Masson F., J. Verdun, R. Bayer, and N. Debeglia.** Une nouvelle carte gravimétrique des Alpes Occidentales et ses conséquences structurales et tectoniques. *C. R. Acad. Sci., Paris*, page sous presse, 1999.
- [75] **Minster J.B. and T.H. Jordan.** Present-day plate motions. *J. Geophys. Res.*, 83:5,331-5,354, 1978.
- [76] **Mohammadioun B.** Structure du manteau et du noyau terrestres d'après les spectres d'énergie des ondes longitudinales. *Annales de Géophysique*, 23(1):61-107, 1967.
- [77] **Montagner J.P.** Where Can Seismic Anisotropy Be Detected in the Earth's Mantle? in Boundary Layers. *Pure Appl. Geophys.*, 151:223-256, 1998.
- [78] **Montagner J.P. and T. Tanimoto.** Global upper mantle tomography of seismic velocities and anisotropies. *J. Geophys. Res.*, 96:20,337-20,351, 1991.
- [79] **Müller M., Hördt A., and Neubauer F.M.** Electromagnetic Technique's Success at Vesuvius Points to Use in Forecasting Eruptions. *Eos Trans. AGU*, 80(35):393-401, 1999.
- [80] **Nuttli O.** The effect of the Earth's surface on the S wave motion. *Bull. Seismo. Soc. Am.*, 51:237-246, 1961.
- [81] **Owens T.J. and Crosson R.S.** Shallow structure effects on broadband teleseismic P waveforms. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 78(1):96-108, 1988.
- [82] **Owens T.J., Crosson R.S., and Hendrickson M.A.** Constraints on the subduction geometry beneath western Washington from broadband teleseismic waveform modeling. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 78(4):1319-1334, 1988.
- [83] **Owens T.J., G. Zandt, and S.R. Taylor.** Seismic evidence for an ancient rift beneath the Cumberland Plateau, Tennessee : A detailed analysis of broadband teleseismic P waveforms. *J. Geophys. Res.*, 89(B9):7783-7795, 1984.

- [84] **Paul A.** La pratique de l'analyse spectrale assistée par mustig. Cours de traitement du signal du D.E.A. M.M.G.E., Université Joseph FOURIER, Grenoble, France, 1994.
- [85] **Perrot J.** *Simulation d'enregistrements large-bandes : Influence des structures hétérogènes à la source sismique dans le diagramme de rayonnement.* Thèse, Nice-Sophia-Antipolis, Nice, France, 1994.
- [86] **Peselnick L. and A. Nicolas.** Seismic anisotropy in an ophiolite peridotite. application to oceanic upper mantle. *J. Geophys. Res.*, 83:1,227-1,235, 1978.
- [87] **Peselnick L., A. Nicolas, and P.R. Stevenson.** Velocity anisotropy in a mantle peridotite from the Ivrea zone. application to upper mantle anisotropy. *J. Geophys. Res.*, 79:1,175-1,182, 1974.
- [88] **Phinney R.A.** Structure of the Earth crust from spectral behavior of long-period body waves. *J. Geophys. Res.*, 69:2997-3017, 1964.
- [89] **Randall G.E.** Efficient calculation of differential seismograms for lithospheric receiver functions. *Geophys. J. Int.*, 99:469-481, 1989.
- [90] **Recq M.** Courbes d'égale profondeur de la discontinuité de Mohorovicic en Provence. *C. R. Acad. Sci., Paris*, 270, série D:11-13, 1970.
- [91] **Ribe N.M.** Seismic Anisotropy and Mantle Flow. *J. Geophys. Res.*, 94(B4):4213-4223, 1989.
- [92] **Ritz J.F.** *Évolution du champ de contraintes dans les Alpes du Sud depuis la fin de l'Oligocène. Implications sismotectoniques.* Thèse, Université de Montpellier, Montpellier, France, 1991.
- [93] **Rumpker G. and P.G. Silver.** Apparent shear-wave splitting parameters in the presence of vertically varying anisotropy. *Geophys. J. Int.*, 135:790-800, 1998.
- [94] **Sambridge M.** Geophysical inversion with a neighbourhood algorithm-I. Searching a parameter space. *Geophys. J. Int.*, 138:479-494, 1999.
- [95] **Sandvol E., D. Seber, A. Calvert, and Barazangi M.** Grid search modeling of receiver functions: Implications for crustal structure in the Middle East and North Africa. *J. Geophys. Res.*, 103(B11):26,899-26,917, 1998.
- [96] **Scandone R., F. Bellucci, L. Lirer, and G. Rolandi.** The structure of the Campanian Plain and the activity of the Neapolitan volcanoes (Italy). *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 48:1-31, 1991.
- [97] **Scarascia S., A. Lozej, and R. Cassinis.** Crustal structures of the Ligurian, Tyrrhenian and Ionian seas and adjacent onshore areas interpreted from wide-angle seismic profiles. *Bollettino di Geofisica Teorica Ed Applicata*, XXXVI:5-19, 1994.
- [98] **Shaw P.R. and J.A. Orcutt.** Waveform inversion of seismic refraction data and applications to young Pacific crust. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 82:375-414, 1985.

- [99] **Shearer P.M.** Seismic imaging of upper-mantle structure with new evidence for a 520-km discontinuity. *Nature*, 344(6262):121–126, 1990.
- [100] **Shearer P.M.** Constraints on Upper Mantle Discontinuities From Observations of Long-Period Reflected and Converted Phases. *J. Geophys. Res.*, 96(B11):18,147–18,182, 1991.
- [101] **Sheehan A.F., G. A. Abers, C.H. Jones, and A.L. Lerner-Lam.** Crustal thickness variations across the Colorado Rocky Mountains from teleseismic receiver functions. *J. Geophys. Res.*, 100(B10):20,391–20,404, 1995.
- [102] **Sheriff R.E.** *Geophysical Methods*. Prentice Hall, Englewood, New Jersey, 1989.
- [103] **Silver P.G. and W.W. Chan.** Shear wave splitting and subcontinental mantle deformation. *J. Geophys. Res.*, 96:16,429–16,454, 1991.
- [104] **Sipkin S.A. and A.L. Lerner-Lam.** Pulse-shape distortion introduced by broadband deconvolution. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 82(1):238–258, 1992.
- [105] **Skinner B.J. and S.C. Porter.** *The dynamic Earth. An introduction to physical geology*. John Wiley & Sons, Inc, New-York, 1995.
- [106] **Souriau A.** First analyses of broadband records on the geoscope network: potential for detailed studies of mantle discontinuities. *J. Geophys. Res.*, 13(10):1011–1014, 1986.
- [107] **Stampfli G.M. and Marchant R.H.** *Geodynamic evolution of the Tethyan margins of the Western Alps*. In: Deep structure of the Swiss Alps: results of NRP 20. Birkhäuser Verlag, Basel, CH, 1997.
- [108] **Thirot J.L.** *Contraintes sur la dynamique du manteau supérieur de la terre*. Thèse, Paris VII, Paris, France, 1995.
- [109] **Thomson W.T.** Transmission of elastic waves through a stratified solid. *J. App. Phys.*, 21:89–93, 1950.
- [110] **Tricart P.** Le chevauchement de la zone briançonnaise au Sud-Est du Pelvoux : clé des rapports zone externe-zones internes dans les Alpes occidentales. *Bull. Soc. géol. France*, 2:233–244, 1986.
- [111] **Van Den Enden A.W.M. and N.A.M. Verhoeckx.** *Traitement numérique du signal. Une introduction*. Masson, 1992.
- [112] **Verma R.K.** Elasticity of some high density crystals. *J. Geophys. Res.*, 65:757–766, 1960.
- [113] **Vinnik L. and J.P. Montagner.** Shear wave splitting in the mantle Ps phases. *Geophys. Res. Lett.*, 23(18):2449–2452, 1996.

- [114] **Vinnik L., L.I. Makeyeva, A. Milev, and A.Y. Usenko.** Global Patterns of Azimuthal Anisotropy and Deformations in the Continental Mantle. *Geophys. J. Int.*, 111:433–447, 1992.
- [115] **Vinnik L., V.G. Krishna, R. Kind, P. Bormann, and K. Stammer.** Shear wave splitting in the records of the German Regional Seismic Network. *Geophys. Res. Lett.*, 21(6):457–460, 1994.
- [116] **Vinnik L.P.** Detection of waves converted from P to SV in the mantle. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 15:39–45, 1977.
- [117] **Vinnik L.P., G.L. Korsarev, and L.I. Makeyeva.** Anisotropy of the lithosphere from observations of waves sks and sks. *Doklady Akademii Nauk USSR*, 278:1335–1339, 1984.
- [118] **Vinnik L.P., R.A. Avetisjan, and N.G. Mikhailova.** Heterogeneities in the mantle transition zone from observations of P to SV converted waves. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 33:149–163, 1983.
- [119] **Virieux J. and V. Farra.** Ray tracing in 3-D complex isotropic media: an analysis of the problem. *Geophysics*, 16:2057–2069, 1991.
- [120] **Von Mises R.** Mechanik der plastischen Formänderung von Kristallen. *Z. angew. Math. Mech.*, 8:161–184, 1928.
- [121] **Waldhauser F., E. Kissling, and S. Mueller.** Three-dimensional interface modelling with two-dimensional seismic data: the Alpine crust-mantle boundary. *Geophys. J. Int.*, 135:264–278, 1998.
- [122] **Weber M.** Application of the gaussian beam method in refraction seismology—urach revisited. *Geophys. J.*, 92:25–31, 1988.
- [123] **Weber M.** Computation of body-wave seismograms in absorbing 2-D media using the Gaussian beam method: comparison with exact methods. *Geophys. J.*, 92:9–24, 1988.
- [124] **Yilmaz O.** *Seismic data processing*, volume 2 of *Investigations in Geophysics*. Society of Exploration Geophysicists, Tulsa, OK, 1987.
- [125] **Zandt G. and C.J. Ammon.** Continental crust composition constrained by measurements of crustal poisson's ratio. *Nature*, 374:152–154, 1995.
- [126] **Zhang S. and S. Karato.** Lattice Preferred Orientation of Olivine Aggregates Deformed in Simple Shear. *Nature*, 375:774–777, 1995.
- [127] **Zhao L. and C. Frohlich.** Teleseismic body-waveforms and receiver structures beneath seismic stations. *Geophys. J. Int.*, 146:355–370, 1996.

- [128] Zollo A., P. Gasparini, J. Virieux, H. le Meur, G. de Natale, G. Biella, E. Boschi, P. Capuano, R. de Franco, P. dell'Aversana, R. de Matteis, I. Guerra, G. Iannaccone, L. Mirabile, and G. Vilaro. Seismic Evidence for a Low-Velocity Zone in the Upper Crust Beneath Mount Vesuvius. *Science*, 274:592-594, 1996.

Annexes

Annexe 1 : Décomposition en valeurs singulières

Dans beaucoup de problèmes, il est nécessaire de calculer l'inverse d'une matrice. En sismologie, nous cherchons dans bien des cas à déconvoluer des signaux, soit pour étudier la forme de la source des séismes (Courboux, 1995) ou soit, comme dans notre cas, pour déterminer des fonctions de transfert.

Diverses techniques ont été mises au point. Dans notre cas, nous utilisons une décomposition en valeurs singulières (SVD, *Singular Value Decomposition*) qui exprime la matrice A sous la forme (Lanczos, 1961) :

$$A = USV^T.$$

U et V sont des matrices orthogonales, S est une matrice diagonale. Ses termes diagonaux S_{ii} , tous positif ou nuls, sont les *valeurs singulières* de A . Le rang de la matrice A est égal au nombre de valeurs singulières non nulles.

$$S = \begin{pmatrix} S_{11} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & S_{22} & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & S_{nn} \end{pmatrix} = \text{diag}(S_{ii}).$$

Si A est singulière (i.e.: A^{-1} n'existe pas), certains termes S_{ii} sont nuls. La matrice inverse est donnée par :

$$A^{-1} = (USV^T)^{-1} = (V^T)^{-1}S^{-1}U^{-1}.$$

On a finalement :

$$A^{-1} = \begin{cases} V \times \text{diag}\left(\frac{1}{S_{ii}}\right) \times U^T & \text{quand } S_{ii} \neq 0 \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases}$$

Alors la solution du système d'équations linéaires $A\mathbf{x} = \mathbf{b}$ s'écrit : $\mathbf{x} = A^{-1}\mathbf{b}$. La solution ainsi calculée correspond à la solution des moindres carrés.

Pour une matrice A de taille (m, n) et de rang p ($p < m, n$), U est une matrice orthogonale contenant les vecteurs propres dans l'espace des données, V est une matrice (m, m) orthogonale également qui contient les vecteurs propres dans l'espace des paramètres. Les vecteurs propres correspondant aux valeurs singulières nulles ne contribuent pas à la solution. La matrice S de dimension (n, n) peut également s'écrire :

$$S = \begin{pmatrix} S_p & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix},$$

où S_p est une matrice carrée contenant les valeurs singulières non nulles, classées par ordre décroissant :

$$S_p = \begin{pmatrix} s_1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & s_2 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & s_p \end{pmatrix}, \text{ avec } s_1 \geq s_2 \geq \dots \geq s_p > 0.$$

La décomposition de la matrice A devient alors :

$$A = U_p S_p V_p^T,$$

où U_p et V_p sont des matrices contenant les p premières colonnes de U et V . Les vecteurs colonnes \mathbf{u}_i et \mathbf{v}_i sont reliés par :

$$\left. \begin{array}{l} A\mathbf{v}_i = s_i\mathbf{u}_i \\ A^T\mathbf{u}_i = s_i\mathbf{v}_i \end{array} \right\} \text{ pour } i = 1, \dots, p$$

et,

$$\left\{ \begin{array}{l} A\mathbf{v}_i = 0 \text{ pour } i = p+1, \dots, n \\ A^T\mathbf{u}_i = 0 \text{ pour } i = p+1, \dots, m \end{array} \right.$$

D'après Ammon (1992), la variance associée à chaque vecteurs propres \mathbf{v}_i est inversement proportionnelle au carré de la valeurs singulière correspondante. Ainsi, la variance de la solution augmente drastiquement lorsque nous utilisons les vecteurs propres associés à de faibles valeurs singulières. Ceci se traduit par une solution du système linéaire $A\mathbf{x} = \mathbf{b}$ contenant de très hautes fréquences.

Lorsque nous appliquons un facteur de seuillage des valeurs singulières afin de limiter la variance de la solution, nous considérons les valeurs faibles comme nulles. En agissant de la sorte, nous obtenons une solution particulière du système linéaire :

$$\hat{\mathbf{x}}_q = V_q S_q^{-1} U_q^T \mathbf{b}.$$

La matrice diagonale S_q est composée des q valeurs singulières les plus grandes et les matrices V_q et U_q sont constituées des vecteurs propres correspondants. La solution $\hat{\mathbf{x}}_q$ est celle des moindres carrés. Il est intéressant de noter qu'il existe une relation entre $\hat{\mathbf{x}}_q$ et la solution vraie \mathbf{x} . En effet, Aki & Richards (1980) montrent que :

$$\hat{\mathbf{x}}_q = V_q V_q^T \mathbf{x}.$$

Ainsi, chaque élément de $\hat{\mathbf{x}}_q$ est une combinaison linéaire des éléments constituant le modèle vrai \mathbf{x} . Lorsque nous utilisons toutes les valeurs singulières, la matrice $R = V_q V_q^T$ est une matrice unité. C'est la matrice de résolution du système. Elle est symétrique et ses éléments sont compris entre -1 et 1. Lorsque les termes diagonaux de R ne sont pas proche de 1, la solution trouvée n'est pas proche de la solution vraie. Les termes non diagonaux nous renseignent sur les couplages qui peuvent exister entre les différents paramètres du vecteur \mathbf{x} .

Annexe 2 : Liste des stations

Nom	Lat. (°)	Lon. (°)	Altitude (m)	Période de fonctionnement
SLEG	44.00	6.828	1110	10/15/96-01/04/97
GILY	43.28	6.468	140	09/30/96/12/16/96
BOL	44.08	7.171	1200	10/05/96-01/04/97
FRF	43.56	6.64	80	10/04/96-01/05/97 et 07/09/97-03/01/98
OHPF	43.93	5.71	900	16/12/97-01/04/98
CEUZ	44.53	5.94	600	19/11/97-01/04/98
REGF	43.65	6.12	200	16/12/97-15/04/98
CALF	46.75	6.922	1242	permanente
SAOF	43.99	7.553	540	permanente
STET	44.26	6.929	1200	permanente
SMPL	42.09	9.285	405	permanente

Annexe 3 : Liste des séismes

Analyse de l'anisotropie sismique

Ref.	Date	Heure	Lat.(°)	Lon.(°)	mb	Δ (°)	baz(°)	io(°)
a04	96/09/05	08:14:14.1	-22.118	-113.436	6.2	126.76	273.54	3.3
a39	96/10/02	09:48:02.1	11.761	125.484	6.0	101.52	61.38	8.3
a49	96/10/18	10:50:20.8	30.568	131.093	6.0	90.14	45.53	10.2
a51	96/10/19	14:44:40.9	31.885	131.468	6.3	89.28	44.49	10.4
a66	96/11/06	20:00:59.0	27.999	143.538	6.4	98.28	37.85	8.8
a89	96/12/02	22:17:57.1	31.789	131.314	6.0	89.28	44.45	10.4
a16	97/01/11	20:28:26.0	18.250	-102.800	6.8	91.32	296.92	9.9
a20	97/01/17	15:53:13.5	28.960	130.000	6.1	90.84	47.26	10.0
a24	97/01/23	02:15:23.3	-22.100	-65.740	6.4	93.29	242.47	9.6
a57	97/03/11	19:22:03.5	7.790	127.420	6.7	105.76	62.52	7.7
a79	97/04/01	18:33:32.2	-18.306	-69.557	6.0	93.10	247.67	9.7
b02	97/04/23	19:44:28.3	14.000	144.880	6.3	110.90	44.09	7.1
b10	97/05/01	11:37:35.3	18.923	-107.322	6.7	93.41	300.15	9.6
b35	97/05/22	00:50:52.7	16.618	-101.540	6.0	89.94	295.90	10.2
c92	97/11/25	12:14:33.6	1.241	122.536	7.1	107.94	70.25	7.4
c93	97/11/28	22:53:42.3	-13.554	-68.759	6.6	88.63	249.91	10.2
d08	97/12/22	02:05:50.1	-5.544	147.898	6.0	129.32	52.76	5.0
a22	98/01/30	12:16:09.0	-23.510	-69.830	6.7	96.38	243.65	9.1
z05	98/05/03	23:30:21.9	22.306	125.308	7.5	93.92	54.14	9.6

Fonctions de transfert aux stations des Alpes Maritimes

Ref.	Date	Heure	Lat.(°)	Lon.(°)	z(km)	mb	Localisation
a03	96/09/04	19:06:49.0	9.365	-84.266	33.	5.8	Costa Rica
a29	96/09/24	11:42:18.0	15.191	-61.443	47.	5.5	Petites Antilles
a37	96/10/01	15:50:23.0	12.434	58.066	10.	5.5	Mer d'Arabie
a40	96/10/02	11:24:48.0	45.133	151.168	33.	6.0	Kouriles
a49	96/10/18	10:50:20.0	30.568	131.093	10.	5.7	Japon
a55	96/10/24	19:31:53.0	66.986	-173.229	20.	5.5	Sibérie
a63	96/11/04	17:24:57.0	7.306	-77.393	14.	5.6	Colombie
a70	96/11/11	09:22:27.0	19.330	95.013	80.	5.9	Myanmar
a81	96/11/19	10:44:46.0	35.345	78.133	33.	5.5	Kashmir
a89	96/12/02	22:17:59.0	31.789	131.314	49.	5.5	Japon
a96	96/12/22	14:53:27.0	43.207	138.920	227.	5.8	Mer du Japon

Ref.	Date	Heure	Lat.(°)	Lon.(°)	z(km)	mb	Localisation
a29	97/02/04	10:37:47.1	37.660	57.290	10.	6.2	Iran
a45	97/02/27	21:08:02.3	29.980	68.210	33.	6.8	Pakistan
a47	97/02/08	12:57:18.6	38.080	48.050	10.	5.8	Iran
a59	97/03/16	05:51:37.0	34.850	137.450	36.	5.3	Japon
a66	97/03/23	20:48:48.8	30.984	-41.542	83.	5.5	Atlantique Nord
a70	97/03/26	02:08:57.2	51.280	179.530	33.	6.4	Aléoutiennes
a78	97/04/01	15:11:49.0	7.770	-82.400	33.	5.8	Japon
a82	97/04/02	06:14:31.0	11.410	-60.940	45.	5.8	Panama
s01	97/04/05	23:46:22.6	39.410	76.930	33.	5.4	Chine
a85	97/04/06	04:36:35.2	39.540	77.000	33.	5.7	Chine
a88	97/04/11	05:34:42.7	39.530	76.940	15.	5.9	Chine
s02	97/04/15	18:19:15.6	39.690	76.990	23.	5.4	Chine
a99	97/04/22	09:31:23.2	11.110	-60.890	5.	6.4	Petites Antilles
b15	97/05/08	02:53:14.7	24.890	92.250	35.	5.6	Inde(NE)
b21	97/05/10	07:57:29.7	33.830	59.810	10.	6.9	Iran
b27	97/05/13	05:38:30.2	31.820	130.280	33.	5.8	Japon
b28	97/05/13	14:13:45.7	36.410	70.940	196.	6.1	Afghanistan
b34	97/05/21	23:49:43.7	42.900	-7.130	19.	5.0	Espagne
b35	97/05/22	07:50:53.5	18.680	-101.600	70.	6.2	Mexique
b58	97/06/17	21:03:40.2	51.350	-179.330	33.	6.1	Aléoutiennes
b65	97/06/25	09:50:12.4	34.400	131.600	10.	5.6	Japon
b66	97/06/25	19:38:40.6	33.940	59.470	10.	5.6	Iran
b82	97/07/08	12:11:15.0	51.370	-178.580	33.	5.6	Aléoutiennes
b84	97/07/09	19:24:13.2	10.600	-63.490	19.	6.7	Venezuela
b91	97/07/14	16:09:35.5	43.250	146.380	33.	5.8	Kouriles
c25	97/08/20	07:15:16.0	4.360	96.490	33.	5.7	Indonésie
c39	97/09/02	12:13:22.9	3.849	-75.749	198.	6.8	Colombie
c47	97/09/21	18:13:22.7	-7.360	30.370	10.	6.0	Kenya
s03	97/09/25	14:20:48.3	-13.760	66.248	15.	5.4	Océan indien
c55	97/10/04	15:34:29.6	16.014	-46.749	10.	5.7	Atlantique Nord
c63	97/10/08	21:20:59.7	41.911	144.815	33.	5.9	Japon
c76	97/10/28	06:15:17.3	-4.368	-76.681	112.	7.2	Pérou
c79	97/11/08	10:02:52.6	35.069	87.325	33.	7.6	Tibet
c80	97/11/09	22:56:42.7	13.849	-88.808	176.	6.4	Salvador
c81	97/11/10	12:47:33.9	0.050	-16.893	10.	5.7	Ascension
c86	97/11/15	07:05:16.6	43.813	145.019	161.	6.1	Japon
c90	97/11/21	11:23:06.3	22.212	92.702	54.	6.1	Inde (NE)
c93	97/11/28	22:53:42.3	-13.554	-68.759	586.	6.6	Pérou (SE)
c94	97/12/05	11:26:55.0	54.885	162.111	33.	7.9	Kamchatka
s04	97/12/05	18:48:23.0	53.719	161.831	33.	6.7	Kamchatka
c97	97/12/06	10:59:10.3	54.011	161.935	33.	6.1	Kamchatka
c99	97/12/07	17:56:18.8	54.649	162.909	33.	6.3	Kamchatka
s05	97/12/11	07:56:29.0	3.969	-75.779	176.	6.4	Colombie

Ref.	Date	Heure	Lat.(°)	Lon.(°)	z(km)	mb	Localisation
a06	98/01/10	08:20:05.0	14.200	-91.690	33.	6.3	Guatemala
a08	98/01/10	03:50:43.0	41.330	114.710	33.	5.5	Chine
a23	98/02/03	03:01:59.0	15.940	-96.110	33.	6.0	Mexique
a28	98/02/16	23:53:19.0	52.720	-33.610	10.	6.4	Atlantique Nord
a31	98/02/20	12:18:06.0	36.450	71.070	234.	6.0	Afghanistan
a39	98/03/14	19:40:30.0	30.070	57.610	33.	6.3	Iran
a44	98/03/21	16:33:10.0	79.780	2.400	10.	5.9	Mer du Groenland
a54	98/04/01	17:56:20.0	-0.510	99.380	33.	6.7	Indonésie
a72	98/05/22	04:48:52.0	-17.330	-64.960	33.	6.3	Bolivie
a81	98/05/30	06:22:28.0	37.210	69.930	33.	6.3	Afghanistan
a82	98/05/30	18:18:15.0	39.160	143.230	33.	5.9	Japon
a83	98/06/01	05:34:01.0	52.940	159.830	33.	6.1	Kamchatka
a85	98/06/07	23:20:12.6	15.900	-93.600	80.	5.9	Mexique
b01	98/07/09	05:19:07.3	38.650	-28.630	10.	5.9	Açores
b02	98/07/09	14:19:18.4	38.720	48.510	26.	5.7	Iran
b21	98/08/04	18:59:20.1	-0.590	-80.390	33.	6.9	Equateur
b26	98/08/20	15:00:08.1	51.620	175.250	33.	5.9	Aléoutiennes
b28	98/08/23	13:57:15.4	11.660	-88.040	54.	6.4	Costa Rica
b30	98/08/27	09:03:36.7	39.660	77.340	33.	6.1	Chine

Ref.	Date	Heure	Lat.(°)	Lon.(°)	z(km)	mb	Localisation
a08	99/01/24	00:37:05.0	30.870	131.140	33.	6.1	Japon
a14	99/01/28	08:10:05.0	53.030	-169.320	74.	6.3	Aléoutiennes
a38	99/03/04	05:38:26.0	28.310	57.170	33.	6.3	Iran
a48	99/03/20	10:47:45.0	51.720	-177.870	33.	6.6	Aléoutiennes
a55	99/03/28	19:05:13.0	30.490	79.290	33.	6.2	Inde (N)
a63	99/04/08	13:10:34.0	43.600	130.530	560.	6.8	Chine (NW)
a77	99/05/06	23:00:53.0	29.500	51.810	33.	5.9	Iran
a78	99/05/07	14:13:53.0	56.550	-153.040	33.	6.1	Alaska

Fonctions de transfert aux stations BROADVES

Ref.	Date	Heure	Lat.(°)	Lon.(°)	z(km)	mb	Localisation
e12	96/05/11	04:38:36.9	80.500	-2.200	10.	5.4	Svalbard
g24	96/06/02	02:52:09.0	10.640	-42.290	10.	6.7	Atlantique nord
g25	96/06/02	09:37:47.0	27.510	128.530	44.	5.5	Ryukyu
g29	96/06/08	23:19:14.0	51.420	-178.130	33.	6.2	Aléoutiennes
g31	96/06/10	04:03:34.0	51.390	-177.820	33.	7.6	Aléoutiennes
g32	96/06/10	15:24:56.0	51.300	-176.990	26.	7.0	Aléoutiennes
g33	96/06/11	10:40:08.0	51.300	-176.240	33.	5.7	Aléoutiennes
e32	96/06/11	18:22:55.7	12.700	125.000	33.	6.8	Philippines
g35	96/06/12	02:16:47.0	51.320	-178.300	33.	5.4	Aléoutiennes
g48	96/07/03	06:44:45.0	30.060	88.150	33.	5.5	Tibet
g54	96/07/07	10:50:03.0	58.670	157.860	33.	5.5	Kamchatka
g55	96/07/15	21:23:34.0	17.450	-100.920	33.	6.3	Mexique
e56	96/07/16	03:48:27.9	56.000	165.000	33.	6.2	Aléoutiennes
e70	96/07/30	17:38:31.0	14.600	119.900	33.	5.8	Philippines
g67	96/07/31	22:30:36.0	-27.640	65.390	10.	5.5	Océan Indien
e75	96/08/05	21:39:16.4	-1.900	80.800	33.	5.9	Equateur
g72	96/08/09	00:27:07.0	-1.680	99.650	33.	5.5	Indonésie
g75	96/08/10	18:12:20.0	38.880	144.570	33.	5.6	Japon
g76	96/08/10	23:10:49.5	39.000	140.500	33.	5.4	Japon
g80	96/08/13	19:33:40.0	-15.770	-13.200	10.	5.4	Atlantique sud
g83	96/08/19	04:19:15.0	51.430	-178.450	33.	5.7	Aléoutiennes
g85	96/08/20	00:11:02.0	77.940	7.580	21.	5.0	Svalbard
a08	96/09/05	23:42:06.0	21.898	121.498	20.	6.4	Taiwan

Annexe 4 :

Paramètres des fonctions de transfert
pour les Alpes Maritimes (référence : CALF)

Ref	Δ (°)	Az (°)	Baz (°)	Phase	p	T_P (s)
1996						
a03	84.4597	46.7151	277.5766	P	289.300	749.388
a29	64.0632	48.5130	266.3911	P	374.808	618.214
a37	53.7348	315.5782	109.3586	P	420.572	562.283
a40	85.9661	334.8808	24.4980	P	282.721	756.908
a49	89.6490	323.0100	45.9683	P	253.421	779.247
a55	69.6013	359.8832	0.0634	P	353.417	667.851
a63	80.8948	46.9155	271.3827	P	305.190	733.793
a70	75.5532	311.5863	77.0669	P	327.440	696.004
a81	54.0118	302.0131	73.0516	P	419.049	560.910
a89	89.2799	323.2681	44.6523	P	266.990	770.866
a96	82.9223	326.9135	33.5733	P	292.819	719.432

Ref	Δ (°)	Az (°)	Baz (°)	Phase	p	T_P (s)
1997						
a29	38.1812	295.4555	81.4386	P	483.328	439.644
a45	49.8623	303.7573	84.5182	P	435.315	529.983
a47	31.3529	293.6324	86.0946	P	504.469	380.678
a59	89.7377	326.5748	38.6951	P	253.453	775.626
a66	89.9438	328.0330	36.3613	P	265.805	769.973
a70	84.8657	354.1943	5.0499	P	287.524	751.432
a78	84.2017	46.7511	275.1461	P	290.428	748.083
a82	66.7039	46.9875	263.3157	P	365.690	646.417
s01	50.6150	299.0608	69.7480	P	431.946	535.682
a85	51.1101	298.9123	69.0821	P	429.706	539.404
a88	50.5637	298.9780	69.6075	P	432.526	537.879
s02	50.5202	298.8792	69.4022	P	432.574	536.345
a99	66.8716	46.8894	263.0423	P	365.614	653.165
b15	70.0028	309.7679	74.4251	P	351.404	668.169
b21	41.7719	299.8262	85.2261	P	468.712	469.485
b27	88.7254	322.7378	45.3370	P	269.704	770.201
b28	48.4483	299.4803	75.7110	P	437.051	502.534
b34	10.2784	80.4549	270.0874	P	784.680	146.421
b35	89.9379	43.4065	295.9880	P	265.819	771.466
b58	85.1324	355.4570	3.9307	P	286.359	752.768
b65	87.3351	323.3719	42.9038	P	276.289	767.167
b66	41.4718	299.6884	85.2941	P	470.001	467.028
b82	85.1474	356.0013	3.4585	P	286.293	752.843
b84	68.6059	47.1635	264.1628	P	357.829	661.837
b91	86.1029	331.8257	28.4295	P	281.903	757.582
c25	86.7052	313.4572	87.1559	P	278.951	760.530
c39	82.5221	46.3090	268.1266	P	295.058	720.583
c47	55.1250	339.4207	151.2437	P	414.758	572.413
s03	78.4098	320.9795	122.0597	P	316.169	720.156
c55	53.0033	46.9722	255.9479	P	423.518	556.895
c63	86.7230	330.8744	30.0888	P	278.867	760.616
c76	88.3730	46.0947	262.4482	P	270.107	759.261
c79	60.4498	304.7736	68.4009	P	390.915	606.435
c80	84.6301	46.4078	283.8995	P	286.294	733.738
c81	48.4250	23.0271	212.6670	P	442.026	522.346
c86	85.1347	330.9376	29.0307	P	284.351	737.952
c90	72.0391	310.5561	76.2962	P	342.577	678.375
c93	89.2052	44.6088	250.4576	P	265.074	714.148
c94	79.5011	341.9839	14.2777	P	311.109	723.411
s04	80.2140	341.4632	15.1758	P	307.950	727.262
c97	80.3020	341.9068	14.6527	P	307.562	727.734
c99	79.8672	342.5671	13.9031	P	309.484	725.393
s05	81.9972	46.5442	267.8288	P	297.722	720.318

Ref	Δ (°)	Az (°)	Baz (°)	Phase	p	T_P (s)
1998						
a06	86.4058	45.8855	286.0956	P	280.379	759.069
a08	73.3500	313.9240	48.4652	P	337.601	688.578
a23	88.2342	44.9410	290.3288	P	271.921	767.879
a28	28.1194	92.1845	302.9820	P	511.713	352.035
a31	48.5199	299.4808	75.5957	P	435.616	499.392
a39	42.1407	303.3117	91.4690	P	466.652	469.176
a44	36.1944	174.4476	358.6335	P	490.537	422.757
a54	92.1302	313.5692	88.6729	P	264.410	786.007
a72	89.3524	43.5368	245.2146	P	266.890	773.141
a81	47.3520	298.6027	75.3006	P	446.140	510.673
a82	88.5161	329.9482	32.4982	P	270.647	769.214
a83	80.9120	340.4735	16.2107	P	304.873	730.994
a85	86.5472	45.5465	288.5984	P	278.939	754.235
b01	27.0947	67.6926	271.4746	P	515.291	342.860
b02	31.4337	292.7212	84.6938	P	504.121	379.065
b21	88.4564	46.4002	267.7225	P	270.916	768.932
b26	84.4798	351.5297	7.2806	P	289.212	749.490
b28	85.5877	46.3973	281.7997	P	284.057	752.538
b30	51.2820	298.9416	68.7845	P	429.316	540.698

Ref	Δ (°)	Az (°)	Baz (°)	Phase	p	T_P (s)
1999						
a08	89.4329	323.0322	45.7549	P	266.534	773.512
a14	83.5507	2.7399	357.7166	P	292.633	739.974
a38	42.3685	305.3198	94.6688	P	465.653	471.030
a48	84.8265	356.5149	2.9914	P	287.695	751.236
a55	57.0017	305.1806	77.8046	P	406.209	582.450
a63	79.0441	321.9174	38.3750	P	302.404	666.615
a77	38.2645	304.3251	96.5466	P	482.587	437.060
a78	78.6604	14.6705	348.8397	P	314.848	718.817

Annexe 5 : Article accepté à PEPI

Lithospheric structure of the southern French Alps inferred from broadband analysis.

E. Bertrand, A. Deschamps
Géosciences Azur, CNRS-UNSA, Sophia-Antipolis, France

Short title: BROAD-BAND ANALYSIS IN THE FRENCH ALPS

Abstract. Broadband receiver functions analysis is commonly used to evaluate the fine-scale *S*-velocity structure of the lithosphere. We analyze teleseismic *P*-waves and their coda from 30 selected teleseismic events recorded at three seismological stations of the French TGRS network in the Maritime Alps. Receiver functions are computed in the time domain using an SVD matrix inversion method. Dipping Moho and lateral heterogeneities beneath the array are inferred from the amplitude, arrival time and polarity of locally-generated *P_s* phases.

We propose that the Moho dips 11° towards $N25^\circ \pm 10^\circ$ below station CALF, in the outer part of the Alpine belt. At this station, we determine a Moho depth of about $20\text{km} \pm 2\text{km}$; the same depth is suggested below SAOF station also located in the fold-thrust belt. Beneath station STET located in the inner part of the Alpine belt, the Moho depth increases to 30 km and dips towards the N-NW. Moreover, 1D-modelling of summed receiver function from STET station constrains a crustal structure significantly different that observed at stations located in the outer part of the Alps. Indeed, beneath CALF and SAOF stations we need a 2-km thick shallow low velocity layer to best fit the observed receiver functions whereas this layer seems not to be present beneath STET station.

Because recent *P* coda studies have shown that near-receiver scattering can dominate teleseismic *P*-wave recordings in tectonically complicated areas, we account for effect of scattering energy in our records from array measurements. As the array aperture is wide relative to the heterogeneity scale length in the area, the array analysis produces only smooth imaging of scatterers beneath the stations.

Keywords: Seismology, Broadband data, Receiver function, *P*-to-*S* conversions.

1. Introduction

The lithospheric structure beneath the Alpine region has been intensively studied for many decades. Most of these studies were based on controlled-source seismology methods and provide refraction and reflection profiles at many locations. For example, Waldhauser *et al.*, 1998, gives a compilation of previous profiles in order to model, in three dimensions, the crust-mantle boundary of the western Alps. However, these studies give little or no constraint for the structure beneath the southernmost French Alps. This region is however of particular interest because it forms the transition between the Alpine belt and the rifted margin of the Ligurian Sea.

In order to constrain the S-velocity structure beneath the southern French Alps, we use three broadband seismological stations from the TGRS (Très Grande Résolution Sismologique) network (Coutant *et al.*, 2000). These three stations (CALF, SAOF and STET) form an array with an aperture close to 50 km located north of Nice (Fig. 1). We focus here on the analyses of P-waves and their coda, one of the many potential applications of broadband array TGRS recordings.

Teleseismic P-waveforms recorded at a three-component seismic station contain information on the earthquake source and the Earth structure in the vicinity of both the source and the receiver. For events at distance of more than 30°, P-waves arrive with almost vertical incidence. P-waves are then mostly present on the vertical component of seismograms whereas converted phases dominate on the horizontal component. We can take advantage of this feature to remove the earthquake source effect by deconvolving the vertical component from the horizontal ones in order to generate a "receiver function" and isolate the receiver structure (e.g. Ammon, 1991). This source-normalization procedure is designed to enhance P-to-S conversions and reverberations produced at discontinuities beneath the station. Because the converted waves travel across the structure at shear velocity the radial receiver functions, for fixed-thickness layers, are most sensitive to S-velocity, followed by density and P-velocity in order of decreasing sensitivity (Owens *et al.*, 1984).

The phases observed on receiver functions are generally interpreted by comparing them to synthetics computed for plane layered velocity structures. More recent studies also consider the effect of anisotropic medium (McNamara and Owens, 1993; Levin and Park, 1997; Girardin and Farra, 1998) or dipping interfaces (Langston, 1979; Owens and Crosson, 1988; Cassidy, 1992; Baker *et al.*, 1996).

As the studied area is adjacent to the Ligurian basin (Mediterranean sea) on one side and by the Mercantour range on the other side, the structure beneath the area is expected to be highly complicated. Indeed, previous studies (e.g. Bethoux *et al.*, 1986; Blundell *et al.*, 1992; Calais *et al.*, 1993; Fontaine, 1996) show a very thin continental crust under the Ligurian sea margin and a 35 km deep crustal root under the southern Alps. Furthermore, the ongoing convergence between Africa and Europe creates shortening structures in both Alpine continental crust and Ligurian oceanic crust (Bethoux *et al.*, 1992; Augliera *et al.*, 1994; Fontaine 1996; Laurent 1998). Shortening affects the whole crust and accentuates strong lateral heterogeneity.

This complexity affects strongly the receiver functions obtained from our seismograms and interpretations must consider scattered energy and dipping structures. Following the work of Baker *et al.* (1996) for recordings in California, we attempt to fit summation of the real receiver function with synthetics generated for simple 1D structures in order to determine the main, large-scale, structure beneath each station. We test for near-receiver scattering by

array measurements (Abers, 1998). Analysis of wave-polarities on receiver function transverse components provide additional information about the dip direction of the Moho.

2. Receiver functions analysis

2.1. Methodology

Previous studies (e.g. Langston, 1979; Vinnik *et al.*, 1983; Ammon, 1990) have shown that the coda of the teleseismic P-wave can be interpreted in terms of reflections and transmissions of mode-converted waves at discrete boundaries beneath a seismological station. For a nearly vertical ray-path, such P-to-S conversions are much weaker on the vertical component of the recordings $v(t)$ than on the horizontal ones (radial and transverse components) $h(t)$. $v(t)$ can be used as an estimate of the P-source generating converted S-waves and provides a convolutional relationship between the vertical and horizontal components of the seismograms:

$$h(t) = v(t) * r(t) = \sum_{-\infty}^{+\infty} v(t - \tau) r(\tau) d\tau. \quad (1)$$

Where $r(t)$ is the time series called the receiver function that convolved with $v(t)$, best reproduces $h(t)$.

Receiver functions are obtained using a time-domain deconvolution of the horizontal components of a seismogram by the vertical one. In this method an equal length of signal is considered for all the components and the convolutional relationship between the vertical and horizontal components is regarded as an invertible system of time equations. This system is then solved using a singular value decomposition. This technique is well adapted in the case of noisy data, where it gives optimal results (Gurrola *et al.*, 1995). Indeed, this method reduces the side lobes close to the main peak of the receiver functions and thus improves the resolution of closely spaced phases.

For the ideal case (noise free), we can write the convolution problem as :

$$\mathbf{V}\mathbf{r} = \mathbf{h}, \quad (2)$$

where \mathbf{h} (i elements) can be either the radial or transverse component of the seismogram, \mathbf{r} (m elements) is the corresponding component of the receiver function and \mathbf{V} is a matrix composed of m columns each containing the vertical component of the seismogram (\mathbf{v} with n elements) padded with zeros to fill the columns to a length i :

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} v_1 & 0 & \dots & 0 \\ \vdots & v_1 & \dots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \dots & 0 \\ v_m & v_{m-1} & \dots & v_1 \\ \vdots & \vdots & \dots & \vdots \\ v_n & v_{n-1} & \dots & v_{n-m} \\ 0 & v_n & \dots & \vdots \\ \vdots & 0 & \dots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \dots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & v_n \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$\underbrace{\hspace{10em}}_{m \text{ columns}}$

m can be expressed as a function of i and n :

$$m = i - n + 1.$$

Because we assume equal length of signal for all the components ($i = n$), we have to transform the matrix \mathbf{V} into a square $n \times n$ matrix and then eq.(2) can be written as:

$$\begin{pmatrix} v_1 & 0 & \dots & 0 \\ v_2 & v_1 & \dots & \vdots \\ \vdots & v_2 & \dots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \dots & 0 \\ v_n & v_{n-1} & \dots & v_1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} r_1 \\ \vdots \\ \vdots \\ r_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h_1 \\ \vdots \\ \vdots \\ h_n \end{pmatrix}. \quad (4)$$

In this case the length of the receiver function is equal to the one of the original seismograms ($m = n$). Without noise, we could directly solve eq.(4) for the receiver function. As noise is present in the \mathbf{h} term, the deconvolution is unstable. Indeed, small changes in the time series lead to a completely different deconvolution result. Thus, we introduce a damping parameter which reduces instabilities and high frequencies in the solution. This damping value can be compared to the water level used in the spectral division approach (Ammon, 1991), but in our case, the stabilization mostly affects poorly constrained parts of the receiver function (Sheehan *et al.*, 1995). Deconvolutions are run for a range of damping factors and a 'best' value is selected on an individual basis. The lower the damping factor is, the higher are the frequencies in the deconvolution result. Because these high frequencies are mostly related to the noise in the recordings, the damping factor selected is one that offers the best compromise between loss of information and suppression of poorly constrained frequencies.

Before 1991, receiver functions were normalized to unit amplitude. Ammon (1991) introduced a modification in the receiver function estimation in order to preserve the ratio between the amplitude of the radial and vertical components of the direct P -wave. This improvement provides absolute amplitude receiver functions which Cassidy (1992) shows are necessary for adequate imaging of complex structure beneath a seismic station. We apply this modification to the time domain evaluation of the receiver functions. Indeed, we deconvolve the vertical component not only from the horizontal ones but also from the vertical itself. The absolute amplitude of the receiver functions is then estimated by normalizing to unit amplitude the deconvolution result of the vertical component from itself. With this addition we are able to analyse in particular the azimuthal and epicentral relationships to the receiver function amplitude which helps to constrain the local variation in velocity structure.

2.2. Data processing

The French TGRS network is composed of five broadband, three-component stations. Four of them are located in southeastern France, and one on Corsica (Fig. 1). All stations are equipped with Streisen STS-2 sensors and ATLAS acquisition systems, and record continuously at 125 Hz and 1 Hz. The first installed station CALF, located near Grasse, was set up in 1994 while the more recent one (ARBF), operating till January 1999, is located to north of Marseille.

Like previous studies using permanent broadband stations, our experience indicates that events with a body-wave magnitude of less than 5.7 are rarely useful for our waveform analysis unless they occur at distances less than 50°

from the recording site. Because of the worldwide distribution of earthquakes, we mainly record events of epicentral distance greater than 60°, and thus we select events with magnitude greater than 6.0. Events are selected from the global worldwide earthquakes catalog which provides location and magnitude.

Visual inspection and selection of the seismograms is recommended for any study dealing with real data. In the case of receiver functions we determine the usable data after computing the deconvolution. All recordings generating unstable receiver functions are eliminated in order to avoid any misinterpretation. Because the TGRS network has been operating for only a few years, the data collected are limited in number. We use 2 years of simultaneous recordings at CALF, SAOF and STET and after deconvolution we were able to keep 24 receiver function estimates at all three stations (Table 1). The distribution of the selected earthquakes shows a gap in backazimuth between 90° and 245°. As the CALF station operated most consistently, we looked for events to fill in this lack of data at least for this station. Thus, in the range of 90° – 245° we select 6 more events. Their characteristics are given at the end of Table 1 (event number 25 to 30). All the events have epicentral distances greater than 28°, which insures an incidence less than 20° beneath the Moho.

Before computing the deconvolution, we rotate the seismograms to obtain axes related to the great circle path going from the event location to the station (Z,L,T). We decimate the data from 125 to 8 samples per seconds and filter all the data between 0.01 and 1.5Hz using a Butterworth filter. This frequency band is adequate for crust-scale receiver function analysis. The observed signals are analysed for the first 15 seconds after the P -wave arrival to focus on the lithospheric structure in the vicinity of the network.

2.3. Results

The P -group (1mn time-length) of the same event at all three studied stations is plotted on figure 2. This event ($M_w=6.7$, epicentral distance 68°, backazimuth 264°, depth 20km), referenced as number 5 in Table 1., occurred near the coast of Venezuela the 9th of July 1997 at 19:14:13 (UTC). Figure 3 displays the receiver functions computed from the recordings of this event. This example is representative of the receiver functions we obtained for most events. The deconvolution of the horizontal components by the vertical one results in complicated time series and the receiver functions vary from a station to another. Nevertheless, significant energy is present on the transverse component for all the stations. The maximum amplitude ratio between the two horizontal components is close to one. This value is high but seems unrelated to numerical problems because the P -peak amplitude on the transverse component is almost insignificant.

On the radial component, the first 5 seconds after the main peak for CALF and SAOF are coherent. The small differences between the two functions can be attributed to differences in the frequency content. We are able to recover higher frequencies for SAOF than for CALF because the deconvolution stabilization requires a high damping for CALF. On the transverse component, the first 5 seconds show high amplitudes for both stations but we observe a clear reversal in polarity between the two signals. For the STET receiver function, this first part differs significantly from the two other functions. We can notice a clear shift of the first high amplitude on the transverse component almost 2 seconds later than on the CALF and SAOF functions. Furthermore, this phase is clearly anti-correlated on the radial and transverse component.

The receiver functions obtained at a station vary also as a function of backazimuth. Figures 4, 5 and 6 show the radial and transverse receiver functions deduced from CALF, STET and SAOF seismograms respectively, plotted versus increasing backazimuth. On the CALF radial receiver function (Fig. 4) the direct P wave is not expressed by a well-defined peak as expected. On several traces we note a double peak while on others the main peak is displaced from theoretical time. These perturbations may be due to an arrival soon after the P wave related to a strong velocity contrast at shallow depth. Nevertheless, there is a consistency in the amplitude changes of the first arrival on this component as a function of epicentral distance with larger amplitudes for the smallest epicentral distance and smaller amplitudes for the furthest events (Fig. 4).

The peak associated to the Moho *P*-to-*S* conversion is pointed out nearly 2.3 seconds after the main arrival (*D* in Fig. 4). This delay corresponds to a Moho depth close to 20 km given a mean crust *S*-velocity of 3.7 km/sec. All of the transverse receiver functions show strong energy and some waveforms on this component show a clear change of polarity and amplitude as a function of backazimuth (Fig. 4). This is clearly the case for the phase associated to the Moho *P*-to-*S* conversion. Indeed between 3° and 16° of backazimuth, this phase shows a positive polarity while at 29° it seems to disappear. From 68° to 91° we observe reverse polarity and an increase in amplitude. Between 91° and 245° we record only few events at CALF. In this range of backazimuths the amplitude on the transverse component is becoming smaller and near 200° the amplitudes are the lowest. For larger backazimuths the polarity of the phase associated to the Moho *PS*-wave becomes again positive and after 245° the signal is clearly positive with a decrease in amplitude at backazimuths larger than 290°.

For STET and SAOF (Fig. 5, 6), the main arrival on the radial component is clearly defined as a simple peak whose amplitude varies as a function of epicentral distance. For STET, the signal associated to the *P_S* conversion on the Moho shows a significant transverse component on most traces with a clear polarity inversion between the arrivals from the north and east and those coming from the west (Fig. 5). Such observation is more difficult for the receiver functions produced from the SAOF recordings. In this case, the transverse components do not present coherent waveforms which can be associated to conversions on the Moho. A Moho-*P_S* phase is not clearly identifiable on the radial receiver functions (Fig. 6).

Figures 3, 4, 5 and 6 present the waveform complexity observed at the receiver functions at STET, SAOF and CALF. Most of this complexity is not directly observable on the seismograms. Furthermore, an examination of receiver functions from recordings of *P*-waves coming from the same direction, we notice that their shape is independent of the focal mechanism and the near-source structure. For example, between 245° and 272° of backazimuth we record waves coming from events in South America. Though the earthquake location and the focal mechanisms differ, the shape of the receiver functions is very similar. The receiver functions are thus directly related to the complexity of the medium beneath the array and complexity in the receiver functions can be explained by near-receiver scattering or by non-horizontal discontinuities beneath the array. We attempt to model the waveform using simple 1D velocity structures.

3. Waveform modelling

In order to define the mean structure beneath the three stations, we model the stacked radial receiver functions. We consider for each station all the receiver functions regardless of their backazimuth. The aim of the summation is to increase the signal-to-noise ratio and to suppress the effects linked to the lateral heterogeneities so that we can model the data with plane layered structures. This procedure mostly affects the amplitude of the pulses that make up the first 5-6 seconds of receiver functions but keep their time arrival intact and destroy more or less the later incoherent phases. We are aware that this stack, regardless of azimuth, provides us with a smoothed model solution, but we are looking for the large scale structure beneath each station. In addition to providing an estimate of the mean receiver function, which can be utilized to determine the crustal structure, the stacking procedure also allows us to develop bounds on this mean (Owen *et al.*, 1984). At each time point we calculate a variance by the formula:

$$\sigma^2 = 1/n \sum_{i=1}^n (a_i - m)^2, \quad (5)$$

where *m* is the mean and *a_i* the value of the *ith* receiver function at the considered time point. From the variance square root, upper and lower bounds for the mean receiver function are calculated. They represent ± 1 standard deviation about the mean. The result of the stack is presented on figure 7. The three stacks present quite large uncertainties. The observed bounds thickness is related to the extent of receiver functions azimuthal dependence. The stack of CALF radial receiver functions and the one of SAOF show some similarity, in particular for the first 6 seconds after the main arrival. The main difference between the two signals is the width of the first pulse with the one seen on the CALF stack being the greatest. The shape of the CALF main pulse is related to its observed azimuthal dependence on the individual receiver functions (Fig. 4) and is not well modeled. On the stacks of the receiver function obtained for these two stations, there is a large negative pulse occurring 1.4 seconds after the *P*-pulse followed nearly 1 second later by a positive pulse which is best expressed on CALF stack. This latter peak is associated to the *P*-to-*S* converted phase at the Moho and gives a Moho depth of about 20km with a mean *S*-velocity of 3.7km/sec in the whole crust. A smaller positive pulse at 0.7sec is partially destroyed by interference with the main pulse.

On the STET summed receiver function, we note three large pulses in the 6 seconds after the main arrival. The first one at 1.5 seconds is positive whereas the second one at 2.6 seconds is negative. The peak associated to the Moho *P_S* conversion is visible at 3.5 seconds and result in a 30km Moho depth.

Receiver functions are sensitive to two parameters. Time lags of the pulses constituting the signal are mainly related to the depth of the discontinuities whereas amplitudes are related to the velocity contrast across these discontinuities. The three strongest waves generated at a single discontinuity beneath a seismic station are:

- The *P* converted *S* wave;
- the *P_{2P1S}* phase, composed of the sum of reverberations with two *P* legs and one *S* leg;
- the *P_{1P2S}* phase, composed of the sum of reverberations with two *S* legs and one *P* leg.

Synthetic receiver functions show that the polarity of the *P_{1P2S}* phase is reversed with respect to the two other. This phase is thus easily identified on receiver functions. Another way to generate a negative pulse in a horizontal

stratified medium is to introduce a lower velocity zone beneath the station. The P_S converted wave produced at the top of the lower velocity layer is expressed as a negative peak on receiver function.

In the case of an homogeneous layer over an half space, the time delay between the direct P -wave and the converted waves can be easily expressed for a vertical ray path (Gurrola *et al.*, 1994):

$$\Delta t_{P_S} = \frac{z(R_V - 1)}{V_S R_V}, \quad (6)$$

for the P_S converted phase,

$$\Delta t_{P_2P_1S} = \frac{z(R_V + 1)}{V_S R_V}, \quad (7)$$

for the P_2P_1S reverberation and

$$\Delta t_{P_1P_2S} = \frac{2z}{V_S}, \quad (8)$$

for the P_1P_2S phase; where z , V_S and R_V are the interface depth, the S -velocity of the layer and the V_P/V_S velocity ratio.

To fit the computed receiver functions, we start from a model composed by one layer over an homogenous half space. This first model is then modified by trial-and-error forward modelling. We run four steps increasing the number of layers each time. This approach forces one to work with models of minimal complexity, with the benefit of a clear relationship between model parameter choices and the features of synthetic receiver functions. Because radial receiver functions are mainly sensitive to S -velocity structure beneath the recording site, we follow Owen *et al.* by modelling only shear velocity structure, adjusting the P -velocity and density appropriately. We decrease by the way the number of parameters describing the model using a V_P/V_S velocity ratio of 1.73 in all the crust. To model the whole seismic wavefield produced by the stack of layers, we run a code based on the Kennett matrix method (Kennett, 1983) and currently used for the inversion of receiver functions (e.g. Ammon *et al.*, 1990). As we consider plane horizontal structures, the transverse component of the synthetics is flat and we only compute radial receiver functions.

Figure 8, figure 9 and figure 10 present the results obtained for CALF, SAOF and STET, respectively. Each of them displays the four models we obtained, the synthetic radial receiver functions produced in the four cases, and for comparison the real receiver function stack. The ray paths for the three main phases observed in receiver functions for a layer over a half-space are shown on figure 8.

To fit the signal obtained from the stack of CALF receiver functions, we start with a Moho depth of 20km. We consider a crustal S -velocity of 3.7km/sec and 4.5km/sec for the velocity in the uppermost mantle. This latter velocity is in agreement with the one obtained by Fontaine (1996) from refraction profiles and previously by Bethoux *et al.* (1986). This elementary structure yields in a simple receiver function on which we clearly distinguish the three phases generated on the interface. The P_S phase arrives 2.4 seconds after the P -wave, the P_2P_1S close to 8 seconds, and the P_1P_2S phase is the latest one, 10.6 seconds after the main arrival. This latter phase show the expected negative polarity. The receiver function complexity increases as we add layers. The final model (model number 4) is composed of four layers over the uppermost mantle. The Moho is located at 19km depth and we put a 4km thick low velocity layer at the bottom of the crust. The resulting receiver function fits well the first 6 seconds of the real signal except for the width of the main pulse. Between 7 and 10 seconds we note large energy on the synthetic

which is not present on the real receiver function. This signal is associated with reverberations between the Moho and the shallower discontinuities, including the free surface. Looking at the individual receiver functions (Fig. 4), we observe energy on both the radial and transverse components occurring near this predicted time arrival (noticed D_2 in figure 4). As the polarity of this phase is azimuthally dependent, the phase is lost when we stack all the data together.

For SAOF station (Fig. 9), the shape of the first 6 seconds of the receiver function is well recovered. In this case again, the Moho depth of the final model is at 19km. The final structure is thus close to the one obtained for the CALF structure. But in this case the synthetics match the real data beyond 6 seconds.

The structure resulting from the waveform modelling of the STET receiver function stack differs distinctly from the two previous cases (Fig. 10). We obtain a Moho depth of 29km and a rather homogenous lower crust with a low velocity layer of 5km-thick at 6km depth. The synthetic produced from this structure is close to the real one. We recover well the succession of pulses between 1.5 and 3.5 seconds.

The fit between the real and the synthetic functions is not good using a small number of layers to model the receiver functions. Furthermore, by considering only plane horizontal structures and a direct stack of all the receiver functions computed for one station, we only approximate the medium beneath the studied area and our modelling can thus only be accurate for large wavelength structure.

The results we obtain indicate a dipping Moho beneath the network, which is in contradiction with our starting hypothesis. Indeed, beneath CALF the Moho is found at about to 19km depth whereas beneath STET it appears at 29km. Considering a distance of 50km between the two stations, it gives a dip angle of roughly 11°. The depths we define here are pertinent because the dip of this interface mainly modifies the amplitude of the converted phases on the radial receiver functions and only have a small effect on the time arrival. Moreover, the results we obtain are in good agreement with the GPS study of Calais *et al.*, 1993. We display on figure 11 their results along with the projected position of CALF and STET stations.

Like previous studies, we encounter difficulties in modelling reverberations associated to the discontinuities beneath the stations. Indeed, our synthetic receiver functions only fit the first 5 seconds of the real ones. These problems can be related to the Moho geometry. The dip of this discontinuity result in time arrival and polarity variations for reverberations as a function of ray parameter and azimuth. Thus, the stacking of receiver functions deduced from events with different backazimuth destroys these multi-reflections.

The forward modelling indicates a dipping Moho beneath the seismic array. As this feature should be detectable on the receiver functions, we focus now on the study of the individual results of the seismograms deconvolution by analysing the polarity changes on transverse component (e.g. Owen and Crosson, 1988).

4. Transverse Polarity Analysis

We observe for CALF and STET receiver functions a clear change of the transverse polarities as a function of backazimuth (Fig. 4, 5). This variation which affects mostly the direct P -wave and the converted phase on the Moho, could have two different origins. Girardin and Farra (1998) show that an harmonic analysis helps to separate azimuthal anisotropy effects from the effects of dipping structures. On the CALF transverse receiver functions, the

phase associated to the Moho P converted S phase has positive polarity between 205° and 29° clockwise, and negative polarity elsewhere (Fig. 4). The same periodicity is observed for the P -wave polarity. As our transverse polarities show an azimuthal dependence with a period of 2π , they could be generated by a dipping Moho. We neglect thus in the following the possibility of an anisotropic origin of this observed polarity variation.

The effects of dipping layers on receiver functions have been studied in particular by Cassidy (1992). Using absolute amplitude receiver functions, he points out that dipping layers affect receiver function in three ways. The most significant effect is the generation of transverse ground motion by the deflection from the (radial-vertical) plane of P and S waves. The amplitude on the transverse component is azimuthally dependent. It is null for arrivals from the up-dip or down-dip direction of the interface and the polarity changes from positive to negative depending on the P -arrival direction beneath the dipping layer.

4.1. Synthetic Illustration

In order to illustrate the polarity changes on the transverse component of a receiver function, we compute synthetics with the help of a code written by V. Farra. In this code synthetic seismograms are generated using a three-dimensional ray tracing (Virieux and Farra, 1991). We slightly modify the code to obtain directly the receiver function by introducing a spectral division. We compute radial and transverse receiver functions assuming that the incoming wave is a plane P -wave arriving from the half space underneath the layered medium. We consider a simple model in which 2 homogenous layers lie over an half space (Fig. 12). The deepest discontinuity is dipping 15° towards N10 at 18 km beneath the seismic station.

We model receiver functions for different backazimuths and constant ray parameter (Fig. 12). We note D and H P_S conversions from the dipping and horizontal interface respectively. D' and D'' denotes reverberations between the surface free and the dipping discontinuity ending in a S -phase. The transverse components of both the direct P wave and P_S conversion at the dipping discontinuity illustrate clearly the azimuthal dependence with a 2π period.

When we plot the polarities of those phases on diagrams versus backazimuth and distance (Fig. 12), we can determine the dipping direction of the discontinuity. For the direct P wave, the events coming from the west show negative polarities (empty circles). On the contrary, the ones from the east show positive polarities (black circles). For the P converted S phase at the dipping plane we observe the opposite. Such polarity distribution allows us to define the dipping direction of main discontinuities beneath a single station.

4.2. Data Analysis

We apply the synthetic results to the receiver function computed from the CALF recordings. We study the transverse polarity of the direct P wave and the main phase associated to the Moho occurring 2.3 seconds after. They are shown on diagrams in figure 13 with the same plotting convention as used for the presentation of the synthetic polarities (Fig. 12).

Events recorded at CALF cover almost all the backazimuths but some directions are poorly represented. In particular we do not have reliable records in the ranges $30 - 68^\circ$ and $150 - 200^\circ$. Nevertheless, following the synthetic case, the polarities divide the azimuthal space in two distinct parts. Looking at the direct P -wave we observe that

the direction $N25^\circ$ separates the positive polarities on one side (events coming from the east and the south) from the negative ones on the other (events arriving from the west and the north). This division is even clearer with the polarities of the Moho P_S -phase where the distribution is reversed comparing to the P polarity distribution as predicted by the synthetics. The P -waves arriving from the west and the north generate positive transverse ground motion associated to the P_S conversion on the Moho. The waves coming from other directions produce Moho P_S conversions having negative polarities. Comparing this distribution to the synthetic one, we deduce that the Moho is dipping in a $N25^\circ$ direction. The density of records allows a rather precise determination of this direction (Fig. 13). Therefore we estimate the uncertainty associated to this measurement at $\pm 10^\circ$.

The receiver functions produced from the STET recordings show an azimuth dependence on the transverse component associated to the Moho- P_S phase. The polarities observed on the transverse receiver functions are shown on figure 14. Since no data are available between 90° and 245° of backazimuths, the result is less precise than for CALF. Nevertheless, we find a clear shift of the dipping direction of the Moho discontinuity. The dipping direction deduced for the Moho beneath STET station is then $N330^\circ \pm 30^\circ$.

In order to look for small-scale structures perturbing the receiver functions, we analyse the high frequencies contained in the functions using a stacking algorithm. This grid search inversion allows us to process the receiver functions in terms of scatterers (Lynnes and Lay, 1989; Abers, 1998).

5. Scattered Energy

5.1. Methodology

To check for scattered energy in the array recordings, we consider homogenous medium beneath the stations. We assumed a constant P and S velocities of 6.4 and 3.7 km/sec respectively. The medium is gridded and each node is tested as a scattering location. After computing the theoretical time arrival between the node and all the stations for a given incoming plane wave, we evaluate the coherence between each receiver functions for a specified time window around the theoretical time delay. The coherence is measured by computing the semblance of the time series:

$$S(x, y, z) = \frac{\sum_{i=0}^{m\Delta} \left(\sum_{j=1}^N a_{i,j} \right)^2}{N \sum_{i=0}^{m\Delta} \sum_{j=1}^N a_{i,j}^2}; \quad 0 \leq S(x, y, z) \leq 1, \quad (9)$$

where N is the total number of receiver functions used and $m\Delta$ the time window length chosen. Because we do not know *a priori* the polarity of the scattered waves, we consider both the radial and transverse components of the receiver functions by inverting the vector :

$$a_{i,j} = \sqrt{r_{i,j}^2 + t_{i,j}^2}, \quad (10)$$

$r_{i,j}$ and $t_{i,j}$ are the radial and transverse component of the receiver functions respectively.

The semblance will be close to 1 if good coherence is found between the different receiver functions used. In this case, the node will be considered as a scattering location. Below a value of 0.9, we consider that the coherence is weak and the node does not correspond to a scatterer.

The shape of the isochronal curves of both P_P and P_S single scattering modes helps to understand the results we obtain for the inversion. The two-dimensional curves are plotted figure 15. We consider a plane P -wave propagating

in an homogenous medium with an incidence angle of 20° . For the P_S case we found an elliptical curve whereas for the P_P case it is parabolic. The recording point is located at one of the focus. In the particular case of a vertical incoming P -wave, with the station at the origin of the coordinates, the expression of the ellipse is given by:

$$a^2 x^2 + b^2 (z + c)^2 = b^2 a^2; \quad (11)$$

where,

$$\begin{aligned} a &= \frac{\alpha^2 \beta \Delta t}{(\alpha^2 - \beta^2)}; \\ b &= \frac{\alpha \beta \Delta t}{\sqrt{\alpha^2 - \beta^2}}; \\ c^2 &= a^2 - b^2. \end{aligned}$$

Whereas for the P_P -scattering, the isochronal curve is defined by:

$$z = -\frac{x^2}{2p} + \frac{p}{2}, \quad p = \alpha \Delta t. \quad (12)$$

α and β are the P -velocity and S -velocity respectively and Δt the time delay between the direct P -wave and the scattered wave. Considering different stations recording simultaneously several P -waveforms, the scattering points will be located at the intersections of such isochronal curves. As the shape of these curves is different, we are able to distinguish the two modes of scattering. We thus compute a grid inversion showing the result for both scattering modes.

Receiver functions are lowpass filtered at 1 Hz prior the stack in order to emphasise the coherence between the waveforms. Signals in a small time window (1 sec wide) centered around the predicted delays are taken into account to evaluate the semblance.

5.2. Results

Six horizontal sections of the semblance computed at each node of the grid are drawn figure 16 representing at different depths the results we obtain for the P_S -scattering. The node spacing of this grid is 2 kilometers for horizontal coordinates and 5 kilometers for the vertical one. The maximum semblance value is observed at 40 km-depth for the horizontal coordinates (-9,17) and is equal to 0.86. This value is too small to consider this location as a scattering source.

Figure 17 presents the results obtained for the P_P -scattering analysis. Most of the semblance values are close to 0.8 and we do not recover any significant features. Thus, there is no clear evidence for coherent scattered phases in our recordings, at this frequencies. This may be due to the large aperture of the array (50 km) relative to the high degrees of heterogeneity beneath the stations. The frequency content of the receiver function is limited by the damping factor we use in the deconvolution proceedings. This factor is chosen in such way that we preserve the maximum of reliable information in the receiver functions. What we are seeking here, is the part of this information that could be linked to lateral small scale heterogeneities in order to avoid modelling misinterpretations.

In general, one expects with this kind of inversion the possibility of imaging Moho conversions (Abers, 1998). In our case, the stations are too distant one from each other to record P-to-S converted wave sampling the same part of the Moho.

6. Discussion and Conclusions

Techniques for modelling receiver functions have usually been limited to simplified geometries. Many studies are based on waveform inversions in order to retrieve characteristics of flat layered structures (e.g. Ammon *et al.*, 1990; Sandvol *et al.*, 1998). It is difficult to analyse more complicated geometries because considerable azimuthal coverage of incoming teleseismic events is necessary to develop unambiguous interpretation (Owens and Crosson, 1988).

The most common method to interpret non-horizontal structures beneath a single station involves the analysis of polarity changes observed on the tangential components of receiver functions in terms of planar dipping layers. As described by Cassidy (1992), a dipping discontinuity generates transverse ground motion by the deflection from the (radial-vertical) plane of P and S waves. This motion forms reversed polarities on receiver functions across a line parallel to the dip direction, while the radial components are identical for backazimuths that are symmetric about the dip direction. This behavior often allows the dip direction to be constrained within the limits imposed by the data distribution (Owen *et al.*, 1988). However, constraining the actual dip angle requires matching the relative amplitudes of both the radial and the transverse receiver functions. This is often not possible since transverse amplitudes tend to be higher than these simple models with dipping interfaces would predict (Owen *et al.*, 1988).

Another interpretation of azimuthally dependent transverse receiver functions is the generation of SH-phase by an anisotropic layer. Girardin and Farra (1998) show that we can separate the two causes by analysing the period of amplitude variation. Transverse ground motion generated by anisotropic medium with a horizontal symmetry axis present an amplitude variation with a dominant period of π .

Another way to study lateral heterogeneity is to invert for scatterers beneath an array by stacking receiver functions deduced from records of earthquakes occurring in a large range of backazimuths and distance at all the stations simultaneously (Abers, 1998). With the help of a grid search inversion it is possible to image small scale heterogeneities beneath seismic stations.

The summation of deconvolved records from earthquakes with epicenters in a broad azimuth and distance range is used to improve the signal-to-noise ratio and therefore the stability and reliability of the observations. This kind of stack provides a flat and averaged crustal model. In order to check the signal uncertainty, we compute ± 1 standard deviation bounds. They can be used to evaluate how well given arrivals in the mean receiver function are constrained by the available data relative to other arrivals in the waveform. The importance of the bounds thickness related to the azimuthal dependence of the receiver functions restrict our waveform interpretation. Thus, we try to explain the main features of the observed receiver functions by the use of simple five layered models. The nonuniqueness and the instability of receiver function inversion have been well documented in previous studies (e.g. Ammon, 1990; Sheehan *et al.*, 1995; Sandvol *et al.*, 1998). This problem is a result of having more unknowns than independent data. By the use of methods such as an automated Monte Carlo inversion scheme, one can examine the nonuniqueness of the modelling solution. The way we run the forward modelling does not allow a check of the solution uniqueness but reduces instabilities and lets appear the relationship between model parameter choices and synthetic features. As we reduce the number of model parameters by assuming a constant V_P to V_S ratio, applying Birch's law (which links density to V_S) and by considering model with as few discontinuities as possible, we diminish the number of possible solutions.

Our receiver function modelling predicts an about 20km thick crust beneath CALF and SAOF in the outer part of the Alpine belt and a thicker crust (30 km) beneath station STET which is located nearer the inner part of the belt (Fig. 18). These depths are function of the mean S velocity considered for the crust and are obtained with a value of 3.7km/sec. The Moho appears thus properly as a discontinuity dipping towards the N-NE beneath CALF recording point. As the depths of the discontinuities are mainly deduced from the time lags of the pulses constituting the receiver function, the measurement precision of the Moho depth can be evaluated considering the shape of these pulses. We consider a statistical approach by taking into account the width of the peak at half height. We found for CALF station a width of 0.49 seconds for the pulse associated to the PS converted phase on the Moho. Thus, using eq. 6 we estimate the uncertainty at $\pm 2\text{km}$. The results that we obtain are in good agreement with the GPS study made by Calais *et al.*, 1993 (Fig. 11) but the European Geotraverse (Blundell *et al.*, 1992) propose a deeper Moho below the southeastern France. Indeed, the Moho depth in the EGT is found at 30 km beneath the southern external Alps and it increases up to 38 km below the Mercantour range, where station STET is located. For the EGT project, the authors compile several seismic refraction profiles along the nine degrees West of Greenwich meridian (Gulf of Genova). In order to extend their study to the east, they extrapolate results of older refraction profiles (Recq 1972, 1973) and the Moho shape they found below the termination of the western Alps is thus less reliable.

The deconvolved seismograms presented in this paper show large energy on the transverse component for all the stations and a clear azimuthal dependence of the waveforms. These features emphasise the lateral heterogeneity beneath the study area. The transverse components vary in a predicted way as a function of backazimuth. Indeed, the period of polarity variation of the main phases is equal to 2π . This periodicity is characteristic of a dipping discontinuity beneath the stations and allows us not to consider the possibility of SH generation by anisotropic layers.

We study the transversal component polarity for the direct P wave and the main phase occurring 2.3 seconds later (assumed to be related to the Moho) for the receiver function computed for station CALF. The azimuthal coverage of the data we used in this study is large enough to allow us to constrain the Moho dip direction. Comparing the polarity distribution observed at the station CALF to the synthetical one, we deduce that the Moho is dipping in a $N25^\circ$ direction. This direction is confirmed when we check the radial amplitude of the P_s -phase. Indeed, as Cassidy (1992) observed from synthetics, incident P -waves travelling updip (i.e. coming from backazimuth close to 25° in our case) generate the largest and latest arriving P_s -phase; waves travelling downdip (backazimuth close to 205°) produce the smallest and earliest P_s -phase (Fig. 4). For the STET receiver functions, in spite of a rather poor azimuthal coverage, we define a range of credible dipping direction that is clearly rotated $55^\circ \pm 30^\circ$ anti-clockwise from the direction deduced from CALF data analysis.

The scattered energy inversion provides us only smoothed image of the structure beneath the seismic array. This could be related to the aperture array which could be too large to seek for scattering location. But it confirms that the large energy present on the transverse component is not related to scatterers at regional scale. For a better imaging of small scale heterogeneities, it would be important to consider recordings from additional seismic stations in order to reduce the distance between the stations.

Acknowledgments. This study was founded by the program GéoFrance3D-Alps. We thank the Géosciences Azur group who installed and operates TGRS broadband stations and Véronique Farra (IPGP, Paris) for providing us the synthetic computation code for a 3D heterogenous medium. Insightfull comments from P. Mann and A. Lomax helped improve the manuscript. Contribution Géosciences Azur No. 282 and GéoFrance3D No. 86.

References

- Abers, G.A., 1998. Array Measurements of Phases Used in Receiver-Function Calculations: Importance of Scattering. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 88: 313-318.
- Ammon C.J., Randall G.E. and Zandt G., 1990. On the nonuniqueness of receiver function inversion. *J. Geophys. Res.*, 95: 15,303-15,318.
- Ammon C.J., 1991. The isolation of receiver effects from teleseismic *P* waveforms. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 81: 2504-2510.
- Augliera P., Bethoux N., Deverchère J and Eva C., 1994. The Ligurian sea: New seismotectonic evidence. *Bol. Geofis. Teor. Appl.*, XXXVI: 363-380.
- Baker G.E., Minster J.B., Zandt G. and Gurrola H., 1996. Constraints on crustal structure and complex Moho topography beneath Piñon Flat, California, from teleseismic receiver functions. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 86: 1830-1844.
- Bethoux N., Petit F., Rehault J.P., Massinon B. and Montagner J.P., 1986. Several location methods for underwater shots in the Gulf of Genoa (western Mediterranean): Structural implications. *Tectonophysics*, 128: 357-379.
- Bethoux N., Frechet J., Guyoton F., Thouvenot F., Cattaneo M., Eva C., Nicolas M. and Granet M., 1992. A closing Ligurian Sea? *Pageoph*, 139: 179-194.
- Blundell D., Freeman R. and Mueller St., 1992. A continent revealed: The European Geotraverse. Cambridge University Press, Cambridge.
- Calais E., Carrier A. and Buffet G., 1993. Comparaison de données de nivellement et de positionnement par Global Positioning System : application à la détermination du géoïde dans les Alpes-Maritimes. *C. R. Acad. Sci. Paris*, 317: 1493-1500.
- Cassidy J.F., 1992. Numerical Experiments in Broadband Receiver Function Analysis. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 82: 1453-1474.
- Coutant O., Deschamps A. and Gaffet S., 2000. Permanent broadband seismic network in the French Alps. *in preparation*.
- Fontaine C., 1996. Sismicité et structure en vitesse de la bordure côtière de la marge Nord Ligure à partir des données de la campagne à terre et en mer SISBALIG II. Hypothèse sur la formation et l'évolution actuelle de la marge. Ph.D. Thesis, Université PARIS VI, France, 226 pp.
- Girardin N. and Farra V., 1998. Azimuthal anisotropy in the upper mantle from observations of *P*-to-*S* converted phases: application to southeast Australia. *Geophys. J. Int.*, 133: 615-629.
- Gurrola H., Minster J.B. and Owens T., 1995. The use of velocity spectrum for stacking receiver functions and imaging upper mantle discontinuities. *Geophys. J. Int.*, 117: 427-440.
- Gurrola H., Baker G.E. and Minster J.B., 1995. Simultaneous time-domain deconvolution with application to the computation of receiver functions. *Geophys. J. Int.*, 120: 537-543.
- Kennett B.L.N., 1983. *Seismic Wave Propagation in Stratified Media*. Cambridge University Press, New-york, 342 pp.
- Langston C.A., 1979. Structure under Mount Rainier, Washington, inferred from teleseismic body waves. *J. Geophys. Res.*, 84: 4,749-4,762.
- Laurent O., 1998. Modalités de la structuration d'un prisme de front de chaîne : L'exemple de l'arc de Castellane (chaînes subalpines méridionales, France). Ph.D. thesis, Université de Nice-Sophia-Antipolis, France, 279 pp.
- Levin V. and Park J., 1997. *P-SH* conversions in a flat-layered medium with anisotropy of arbitrary orientation. *Geophys. J. Int.*, 131: 253-266.
- Lynnes C.S. and Lay T., 1989. Inversion of *P* Coda Isotropic Scatterers at the Yucca Flat Test Site. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 79: 790-804.
- McNamara D.E. and Owens T.J., 1993. Azimuthal Shear Wave Velocity Anisotropy in the Basin and Range Province Using Moho *P_S* Converted Phases. *J. Geophys. Res.*, 98: 12,003-12,017.

- Owens T.J. and Crosson R.S., 1988. Shallow Structure Effects on Broadband Teleseismic *P* Waveforms. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 78: 96-108.
- Owens T.J., Zandt G. and Taylor S.R., 1984. Seismic Evidence for an Ancient Rift Beneath the Cumberland Plateau, Tennessee: A Detailed Analysis of Broadband Teleseismic *P* Waveforms. *J. Geophys. Res.*, 89: 7783-7795.
- Recq M., 1972. Profils de réfraction en Ligurie. *Pageoph.*, 101: 155-161.
- Recq M., 1973. Contribution à l'étude de la structure de la croûte terrestre dans la région de Nice. *Bol. Geofis. Teor. Appl.*, XV: 161-179.
- Sandvol E., Seber D., Calvert A. and Barazangi M., 1998. Grid search modeling of receiver functions: Implications for crustal structure in the Middle East and North Africa. *J. Geophys. Res.*, 103: 26,899-26,917.
- Sheehan A.F., Abers G.A., Jones C.H. and Lerner-Lam A.L., 1995. Crustal thickness variations across the Colorado Rocky Mountains from teleseismic receiver functions. *J. Geophys. Res.*, 100: 20,391-20,404.
- Vinnik L.P., Avetisjan R.A. and Mikhailova N.G., 1983. Heterogeneities in the mantle transition zone from observations of *P*-to-*SV* converted waves. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 33: 149-163.
- Virieux J. and Farra V., 1991. Ray tracing in 3-D complex isotropic media: an analysis of the problem. *Geophysics*, 16: 2057-2069.
- Waldhauser F., Kissling E., Ansorge J. and Mueller St., 1998. Three-dimensional interface modelling with two-dimensional seismic data: The Alpine crust-mantle boundary. *Geophys. J. Int.*, 135: 264-278.

E. Bertrand, Géosciences Azur, CNRS-UNSA, Sophia Antipolis, 06560 Valbonne, France

bertrand@faillie.unice.fr

Received _____

To be submitted to the *PEPI*, June 1999.

Table 1. Teleseismic events used.

Event ID	Date	Origin Time (GMT)	Mw	Distance (deg.)	Backaz. (deg.)	<i>P</i> -slowness (<i>s</i> / <i>km</i> × 6371)	Location
01	05 10 97	07:57:29.7	6.9	41.77	85.22	468.71	Iran
02	05 13 97	14:13:45.7	6.1	48.45	75.71	437.05	Hindu Kush
03	05 22 97	07:50:53.5	6.2	89.94	295.98	265.81	Mexico
04	06 17 97	21:03:40.2	6.1	85.13	3.93	286.35	Andreanof islands
05	07 09 97	19:24:13.2	6.7	68.61	264.16	357.82	Near Coast of Venezuela
06	10 28 97	06:15:17.3	7.2	88.37	262.44	270.10	Northern Peru
07	11 08 97	10:02:52.6	7.6	60.45	68.40	390.91	Tibet
08	11 15 97	07:05:16.6	6.1	85.13	29.03	284.35	Hokkaido
09	11 28 97	22:53:42.3	6.6	89.20	250.45	265.07	Peru-Bolivia Border Region
10	12 07 97	17:56:18.8	6.3	79.86	13.90	309.48	Kamchatka
11	12 11 97	07:56:29.0	6.4	81.99	267.82	297.72	Colombia
12	01 10 98	08:20:05.0	6.3	86.40	286.09	280.37	Guatemala
13	02 03 98	03:01:59.0	6.0	88.23	290.32	271.92	Near Coast of Mexico
14	02 16 98	23:53:19.0	6.4	28.11	302.98	511.71	North Atlantic Ocean
15	02 20 98	12:18:06.0	6.0	48.51	75.59	435.61	Afghanistan-USSR Border Region
16	03 14 98	19:40:30.0	6.3	42.14	91.46	466.65	Iran
17	03 21 98	16:33:10.0	5.9	36.19	358.63	490.53	Greenland Sea
18	04 01 98	17:56:20.0	6.7	92.13	88.67	264.41	Southern Sumatera
19	05 22 98	04:48:52.0	6.3	89.35	245.21	266.89	Bolivia
20	06 01 98	05:34:01.0	6.1	80.91	16.21	304.87	Kamchatka
21	06 07 98	23:20:12.6	5.9	86.54	288.59	278.93	Mexico
22	07 09 98	05:19:07.3	5.9	27.09	271.47	515.29	Azores Islands
23	07 09 98	14:19:18.4	6.6	31.43	84.69	504.12	Iran-USSR Border Region
24	08 04 98	18:59:20.1	6.9	88.45	267.72	270.91	Near Coast of Ecuador
25	10 01 96	15:50:23.7	5.5	53.74	109.36	420.55	Arabian Sea
26	21 09 97	18:13:22.8	6.0	55.13	151.25	414.74	Lake Tanganyka
27	25 09 97	14:20:48.9	5.4	78.67	121.54	315.10	Mid-Indian Ridge
28	23 03 98	07:14:59.0	5.8	49.11	213.78	439.06	Central Atlantique Ridge
29	18 06 98	04:17:55.0	5.7	58.24	204.18	409.31	Central Atlantique Ridge
30	24 06 98	10:44:30.8	5.7	83.63	199.29	292.54	South Atlantic Ridge

List of Figures

1	Location of the TGRS broadband network in the south eastern France. Dark triangles give the stations location. Selected seismograms are from circled stations (CALF, SAOF and STET).	22
2	Velocity seismograms of the array. The selected event is referenced as number 5 in Table 1. The backazimuth is close to 264° and the epicentral distance reaches 69° (incident angle of 18.7°). All components are plotted with the same amplitude scale.	23
3	Examples of receiver functions computed for recordings at the three studied stations. These functions are computed from the seismograms plotted in figure 2. The shaded area represents the time window used for the waveform study. The theoretical <i>P</i> -arrival time is shown by the dotted line and corresponds to a maximum energy on the vertical component.	24
4	Radial (<i>left</i>) and transverse (<i>right</i>) receiver functions computed from seismograms of CALF station. Values in the middle indicate the backazimuth and the epicentral distance of each event. The direct <i>P</i> -wave arrival time is taken as the origin. The phase written <i>D</i> is interpreted as the <i>P</i> converted <i>S</i> wave on the Moho. <i>D</i> ₁ and <i>D</i> ₂ are reverberations associated to the Moho. The amplitude scale is the same for both components.	25
5	Radial (<i>left</i>) and transverse (<i>right</i>) receiver functions computed from the seismograms of STET station. Values in the middle indicate the backazimuth and the epicentral distance of each event. The direct <i>P</i> -wave arrival time is taken as the origin. The phase written <i>D</i> is interpreted as the <i>P</i> converted <i>S</i> wave on the Moho. The amplitude scale is the same for both components.	26
6	Radial (<i>left</i>) and transverse (<i>right</i>) receiver functions computed from the seismograms of SAOF station. Values in the middle indicate the backazimuth of and the epicentral distance each event. The direct <i>P</i> -wave arrival time is taken as the origin. The amplitude scale is the same for both components.	27
7	Globally-stacked radial receiver functions. The ±1 standard deviation bounds from the stacking process is indicated in gray.	28
8	1-D model for CALF receiver function. <i>Top</i> : The 4 models tested. <i>Bottom</i> : The synthetics associated to the models and ray paths for the three main phases observed in receiver functions for a layer over a half-space (<i>P</i> _{<i>S</i>} , <i>P</i> _{2<i>P</i>1<i>S</i>} and <i>P</i> _{1<i>P</i>2<i>S</i>}). With solid lines are shown the <i>P</i> travel path whereas dashed lines represent <i>S</i> travel path.	29
9	1-D model for SAOF receiver function. <i>Top</i> : The 4 models tested. <i>Bottom</i> : The synthetics associated to the models.	30
10	1-D model for STET receiver function. <i>Top</i> : The 4 models tested. <i>Bottom</i> : The synthetics associated to the models.	31
11	Continental crust modelling using GPS measurements after Calais <i>et al.</i> , 1993. <i>Top</i> : proposed crustal structure; <i>bottom</i> : computed geoid (solid line) and measurementd one (crosses).	32
12	Polarities of tangential components versus backazimuth. Synthetic example.	33
13	Polarities of tangential components versus backazimuth and epicentral distance plotted for the receiver functions computed from CALF recordings. The distribution of negative and positives polarities gives us a dipping direction of N25° ± 10°. Black circles indicate positive polarity, empty circles indicate negative polarity and triangles indicate events where no determination could be made or where null amplitude is observed.	34

- 14 Polarities of tangential components versus backazimuth and epicentral distance plotted for the receiver functions computed from STET recordings. Black circles indicate positive polarity, empty circles indicate negative polarity and triangles indicate events where no determination could be made or where null amplitude is observed. The dashed arrow indicates the dipping direction we find beneath CALF and the shaded zone represents the range of credible dipping direction: $N330^\circ \pm 30^\circ$ 35
- 15 Isochronal curves for scattering points in a homogenous medium. On the right panel is shown the P_P scattering scheme and on the left panel the P_S one. We consider a plane P -wave propagating with an incidence angle of 20° . The recording point position is given by the triangle. The curves are computed for a time delay of 2.3 sec. for both the P_S - and the P_P -scattering. The curve is the location of potential scattering points which contribute to the seismic signal at the station for a given delay with respect to the P -wave arrival time. 36
- 16 Horizontal sections through the scattering inversion grid. Single P_S scattering is considered. The cross indicates the maximum (0.86) observed. 37
- 17 Horizontal sections through the scattering inversion grid. Single P_P scattering is considered. 38
- 18 Moho depths beneath the three recording points on a schematic structural map after Laurent (1998). 39

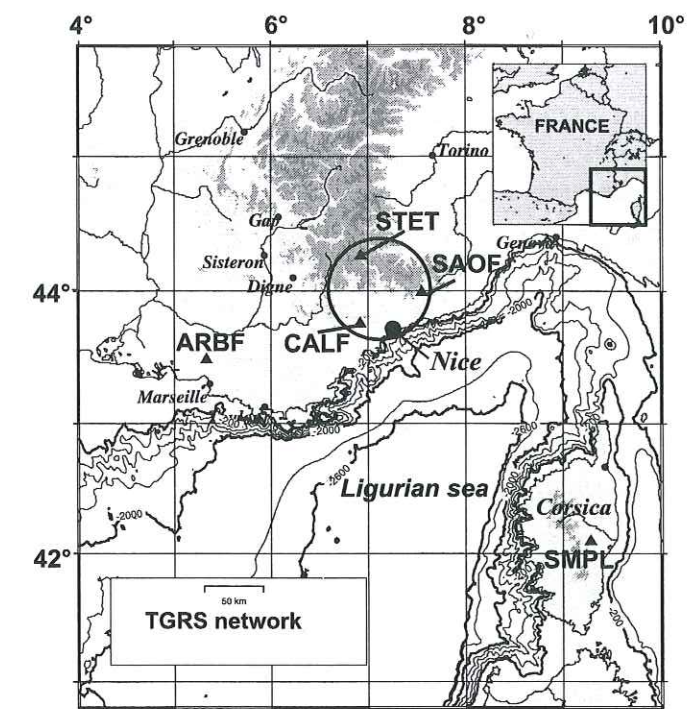


Figure 1. Location of the TGRS broadband network in the south eastern France. Dark triangles give the stations location. Selected seismograms are from circled stations (CALF, SAOF and STET).

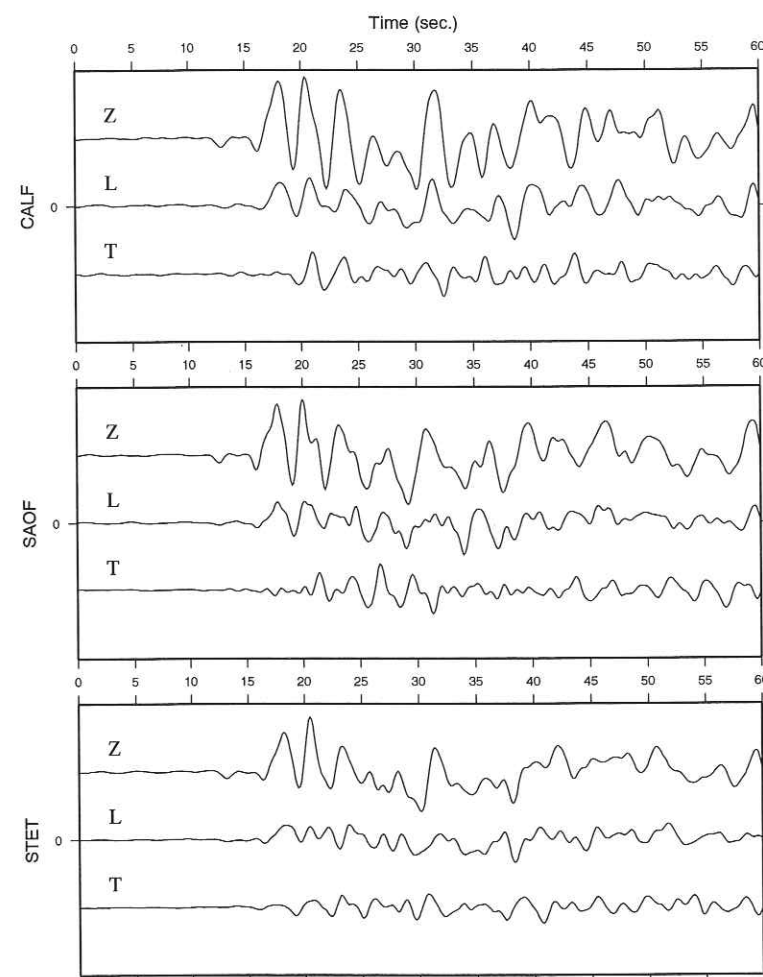


Figure 2. Velocity seismograms of the array. The selected event is referenced as number 5 in Table 1. The backazimuth is close to 264° and the epicentral distance reaches 69° (incident angle of 18.7°). All components are plotted with the same amplitude scale.

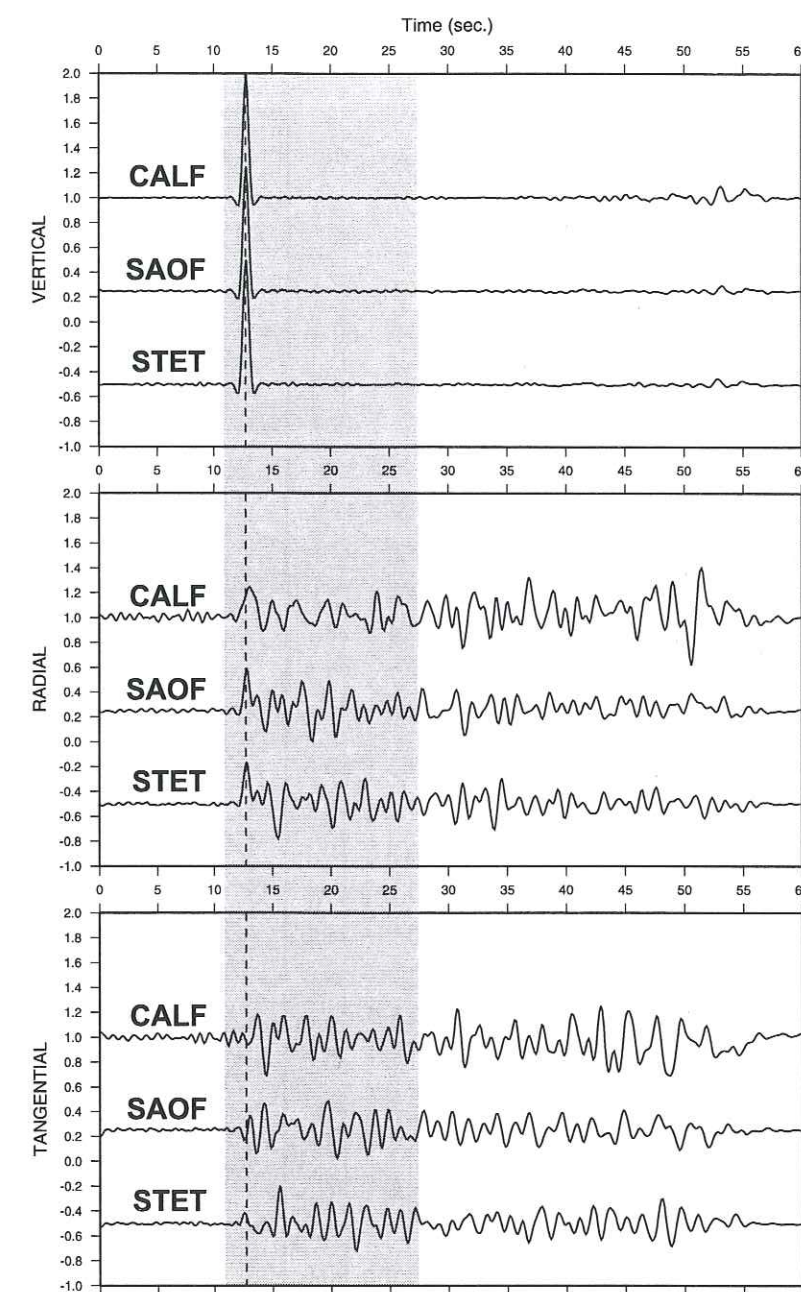


Figure 3. Examples of receiver functions computed for recordings at the three studied stations. These functions are computed from the seismograms plotted in figure 2. The shaded area represents the time window used for the waveform study. The theoretical P -arrival time is shown by the dotted line and corresponds to a maximum energy on the vertical component.

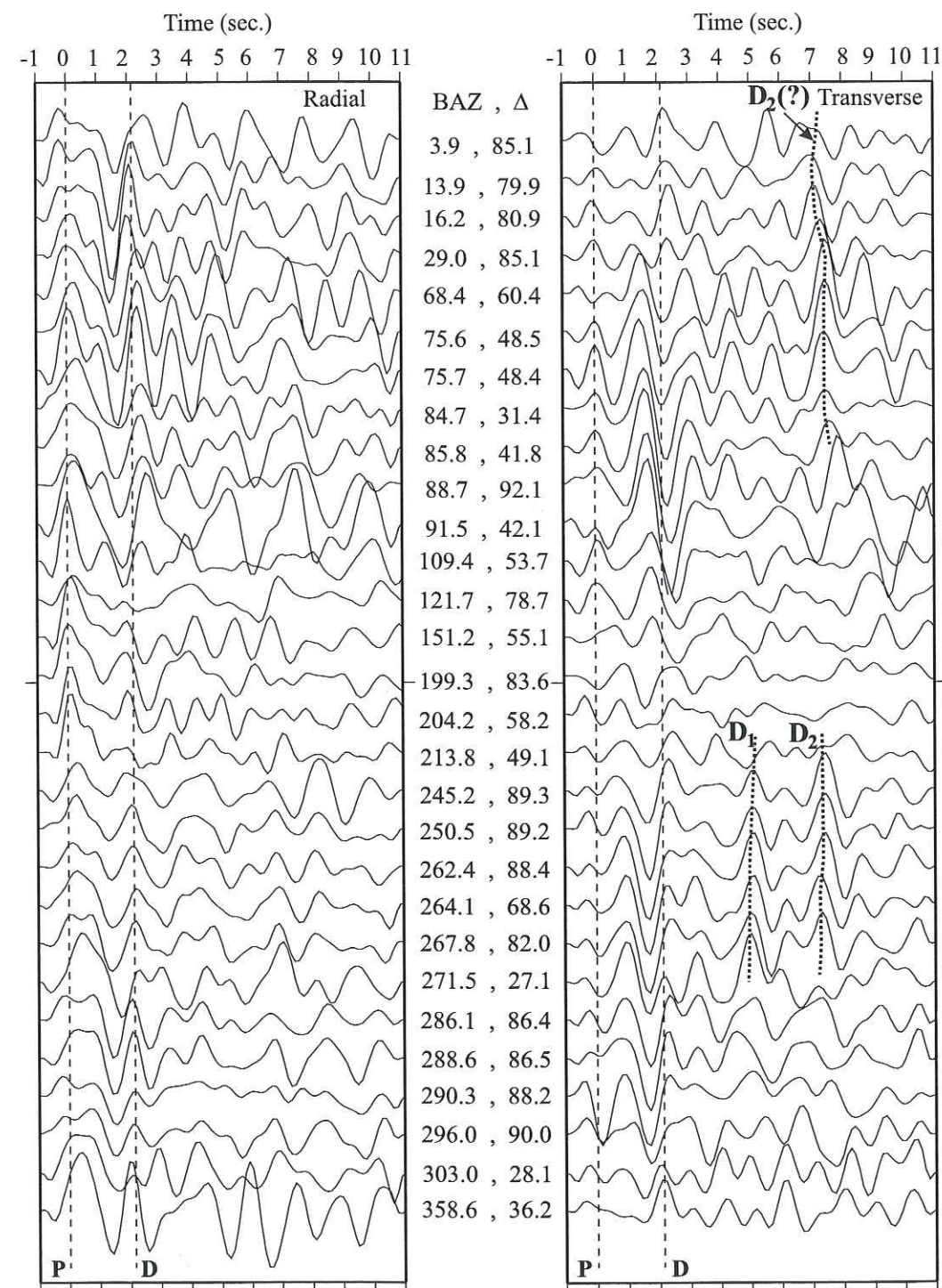


Figure 4. Radial (left) and transverse (right) receiver functions computed from seismograms of CALF station. Values in the middle indicate the backazimuth and the epicentral distance of each event. The direct P -wave arrival time is taken as the origin. The phase written D is interpreted as the P converted S wave on the Moho. D_1 and D_2 are reverberations associated to the Moho. The amplitude scale is the same for both components.

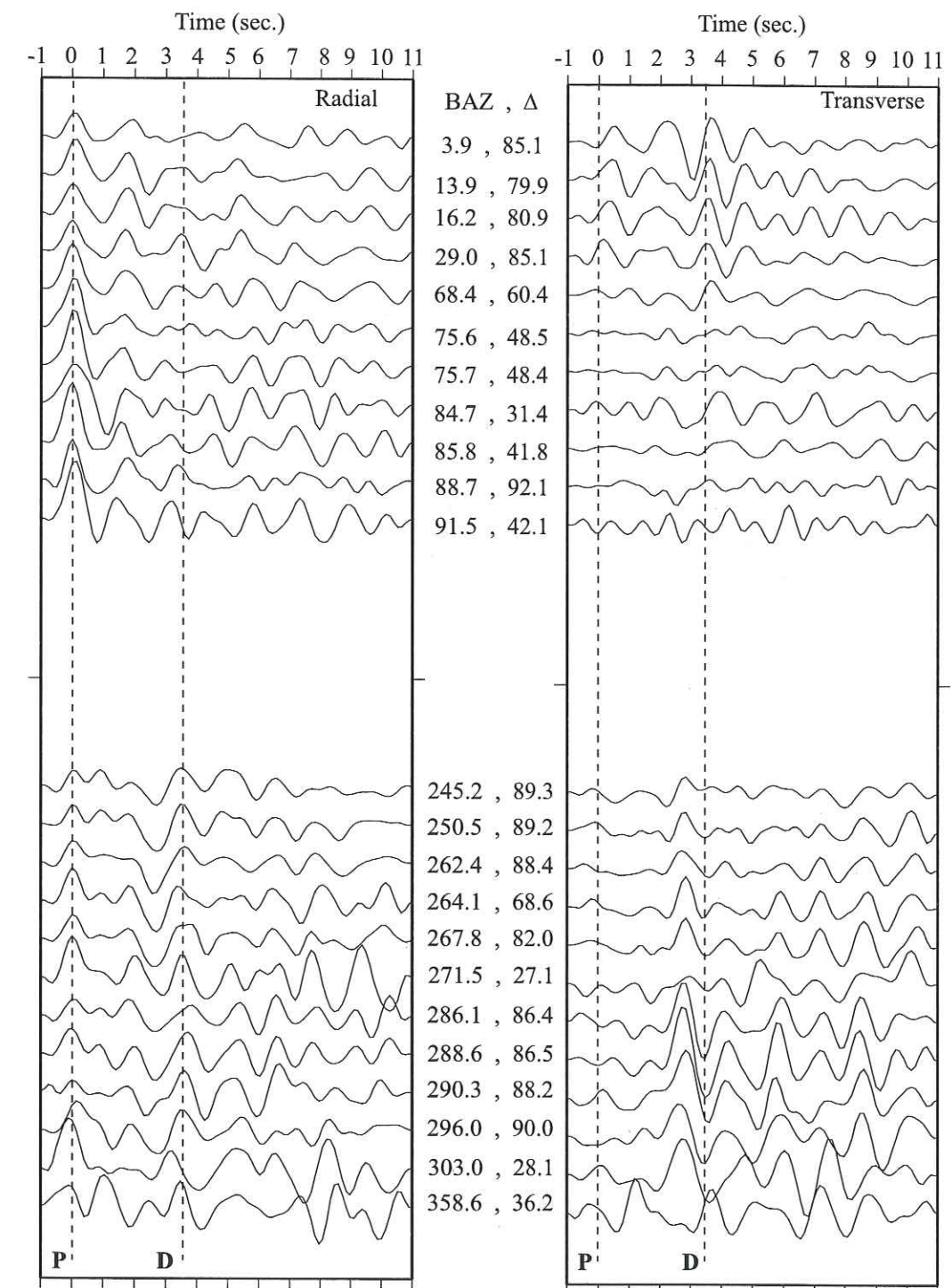


Figure 5. Radial (left) and transverse (right) receiver functions computed from the seismograms of STET station. Values in the middle indicate the backazimuth and the epicentral distance of each event. The direct P -wave arrival time is taken as the origin. The phase written D is interpreted as the P converted S wave on the Moho. The amplitude scale is the same for both components.

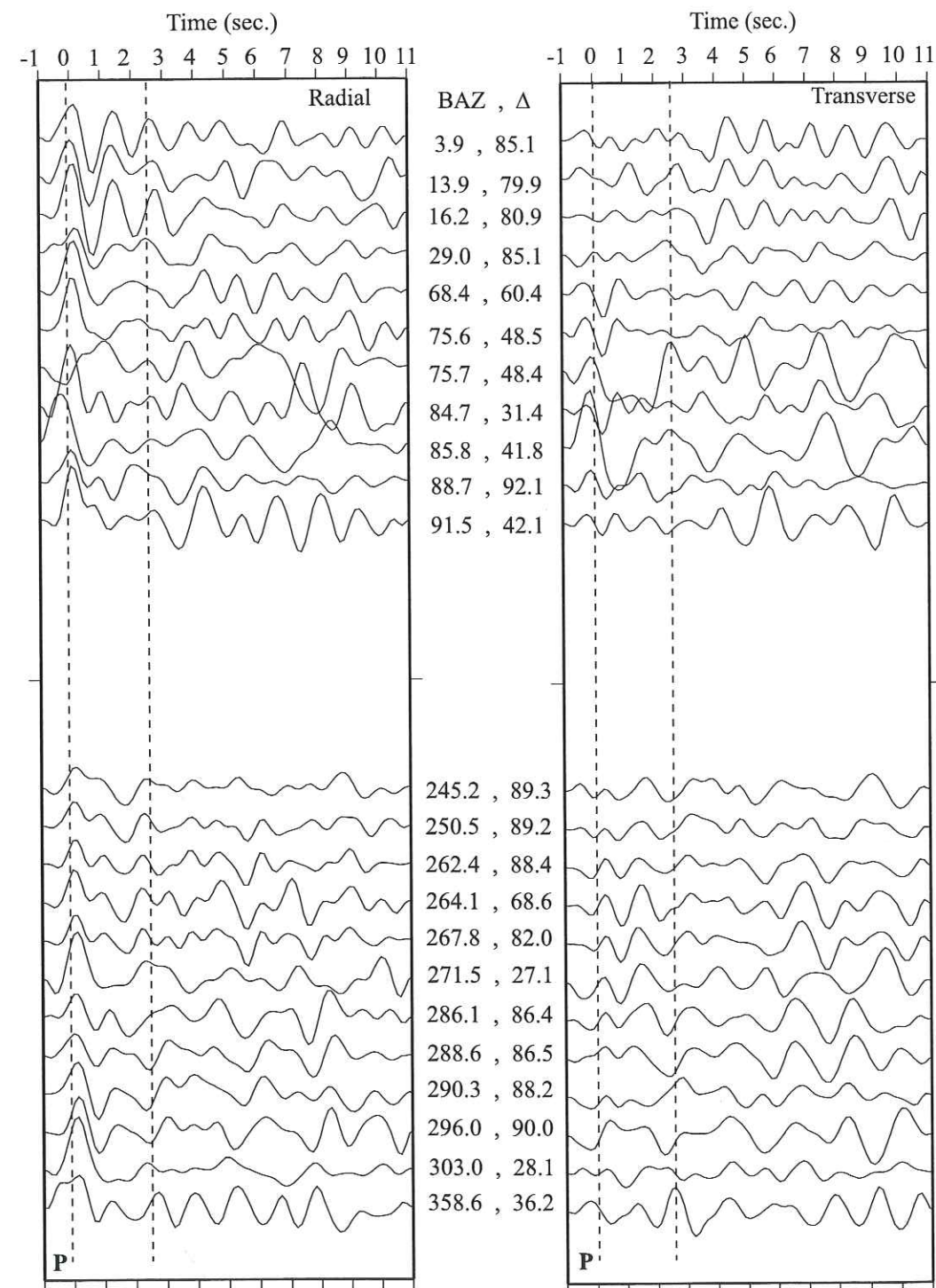


Figure 6. Radial (*left*) and transverse (*right*) receiver functions computed from the seismograms of SAOF station. Values in the middle indicate the backazimuth of and the epicentral distance each event. The direct *P*-wave arrival time is taken as the origin. The amplitude scale is the same for both components.

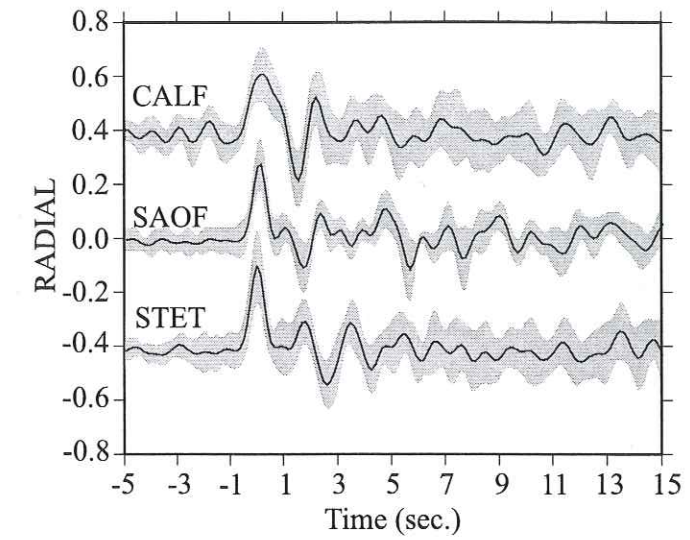


Figure 7. Globally-stacked radial receiver functions. The ± 1 standard deviation bounds from the stacking process is indicated in gray.

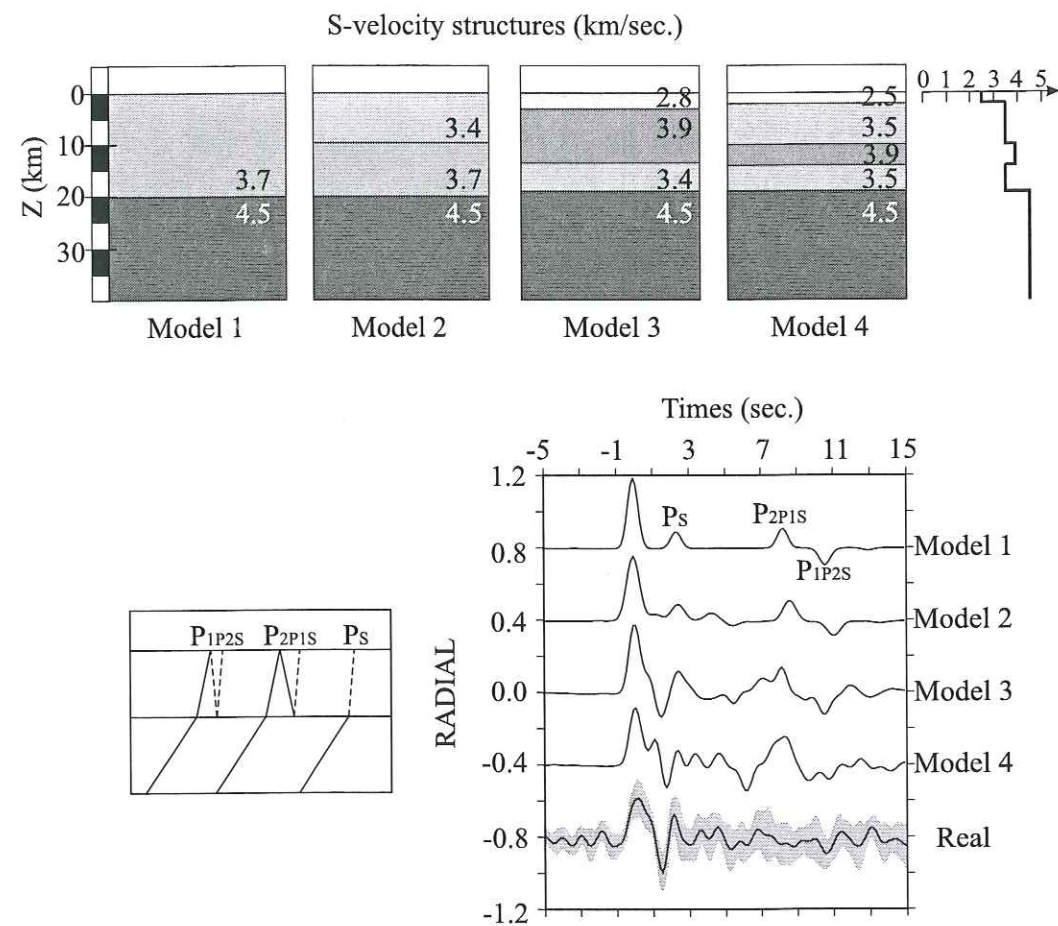


Figure 8. 1-D model for CALF receiver function. *Top*: The 4 models tested. *Bottom*: The synthetics associated to the models and ray paths for the three main phases observed in receiver functions for a layer over a half-space (P_s , P_{2P1S} and P_{1P2S}). With solid lines are shown the P travel path whereas dashed lines represent S travel path.

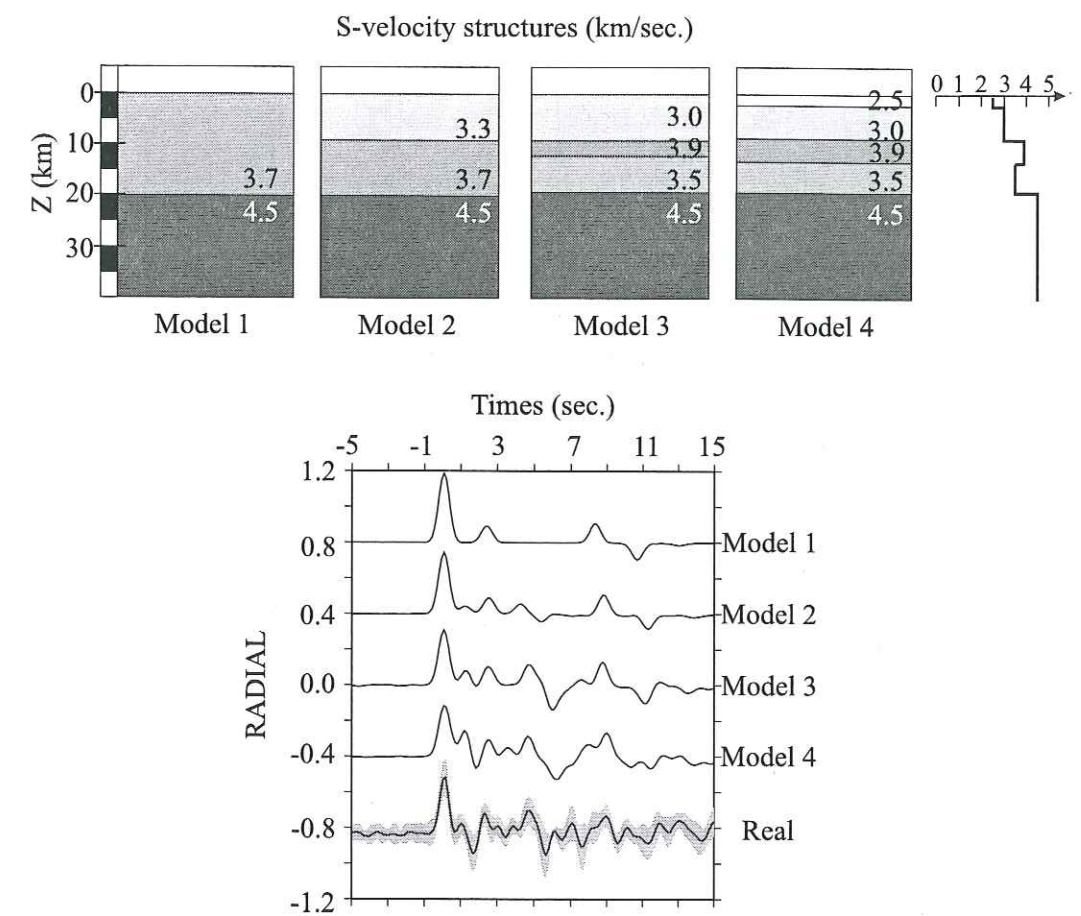


Figure 9. 1-D model for SAOF receiver function. *Top*: The 4 models tested. *Bottom*: The synthetics associated to the models.

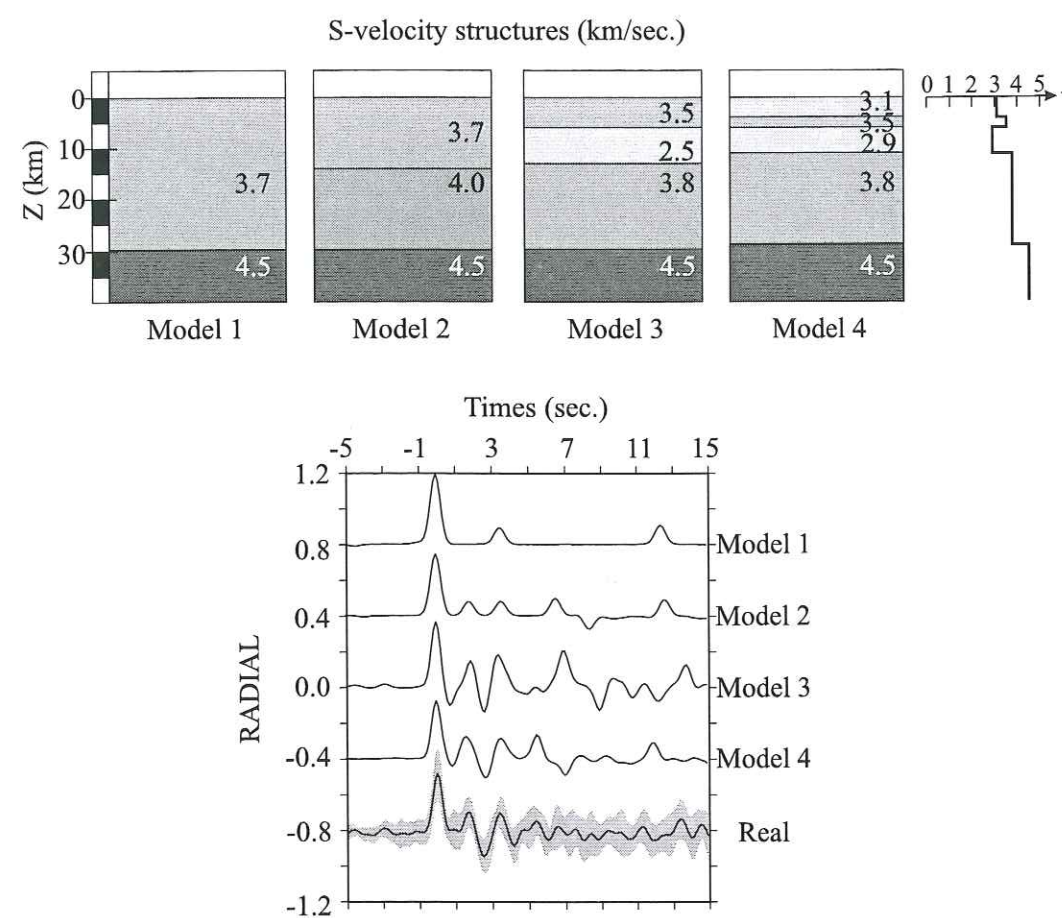


Figure 10. 1-D model for STET receiver function. Top: The 4 models tested. Bottom: The synthetics associated to the models.

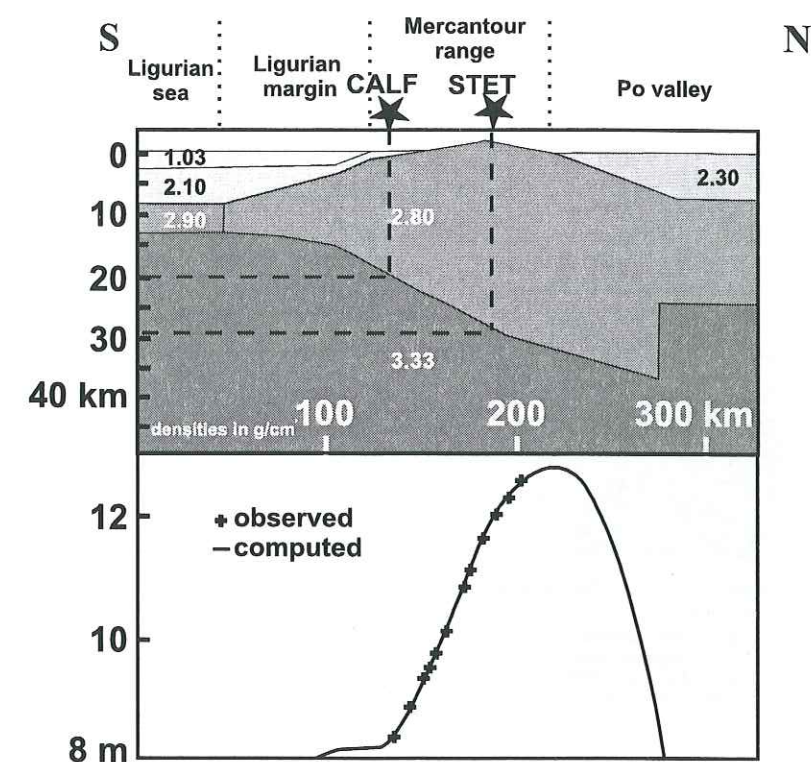


Figure 11. Continental crust modelling using GPS measurements after Calais *et al.*, 1993. Top: proposed crustal structure; bottom: computed geoid (solid line) and measurement one (crosses).

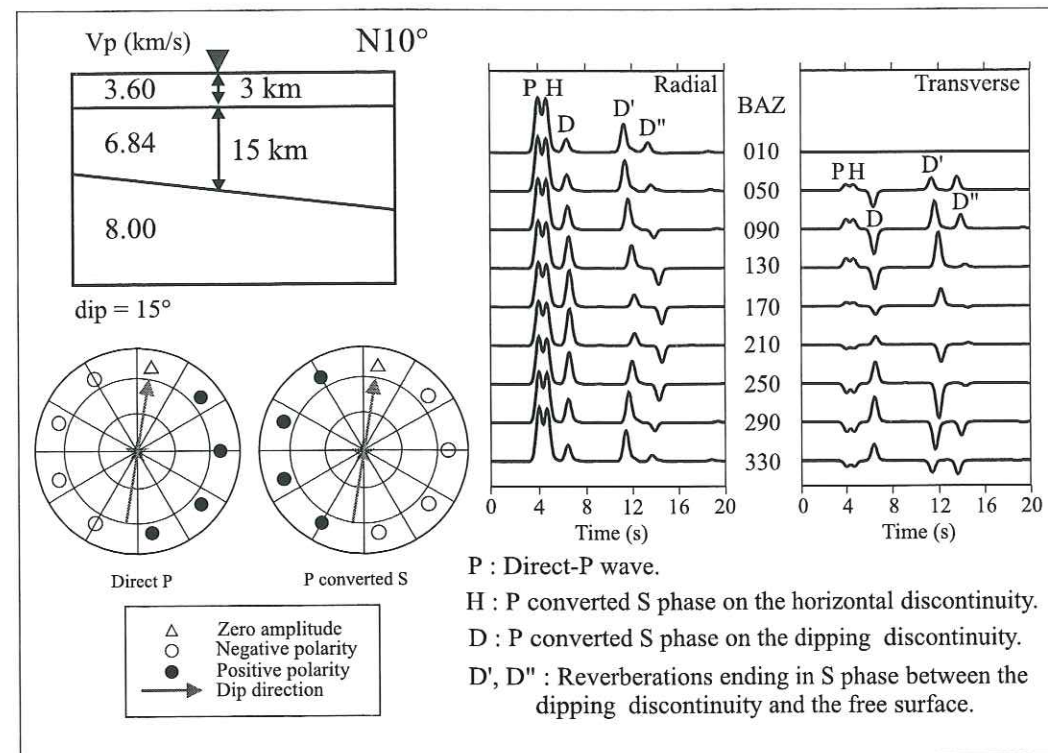


Figure 12. Polarities of tangential components versus backazimuth. Synthetic example.

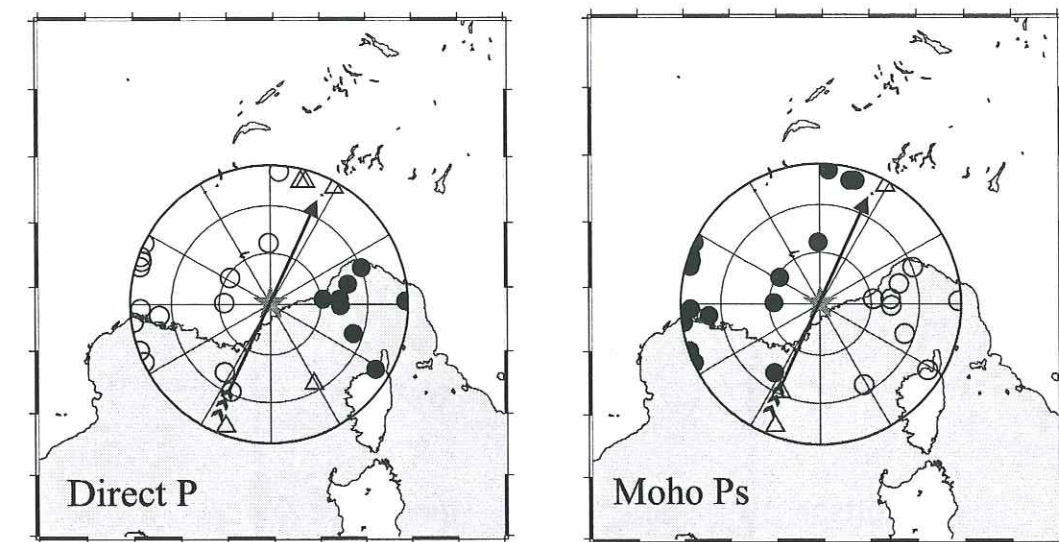


Figure 13. Polarities of tangential components versus backazimuth and epicentral distance plotted for the receiver functions computed from CALF recordings. The distribution of negative and positive polarities gives us a dipping direction of $N25^\circ \pm 10^\circ$. Black circles indicate positive polarity, empty circles indicate negative polarity and triangles indicate events where no determination could be made or where null amplitude is observed.

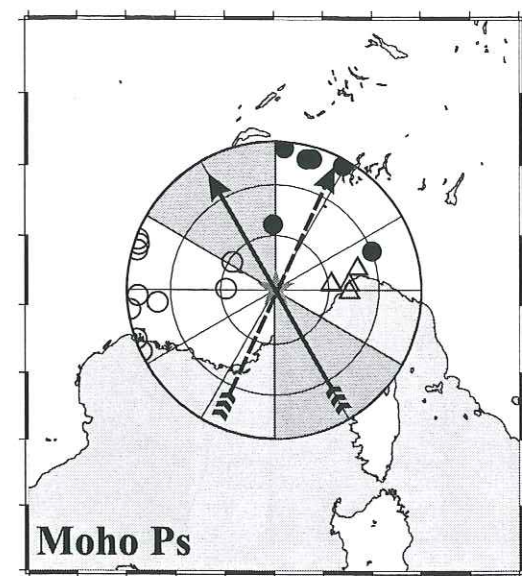


Figure 14. Polarities of tangential components versus backazimuth and epicentral distance plotted for the receiver functions computed from STET recordings. Black circles indicate positive polarity, empty circles indicate negative polarity and triangles indicate events where no determination could be made or where null amplitude is observed. The dashed arrow indicates the dipping direction we find beneath CALF and the shaded zone represents the range of credible dipping direction: $N330^\circ \pm 30^\circ$.

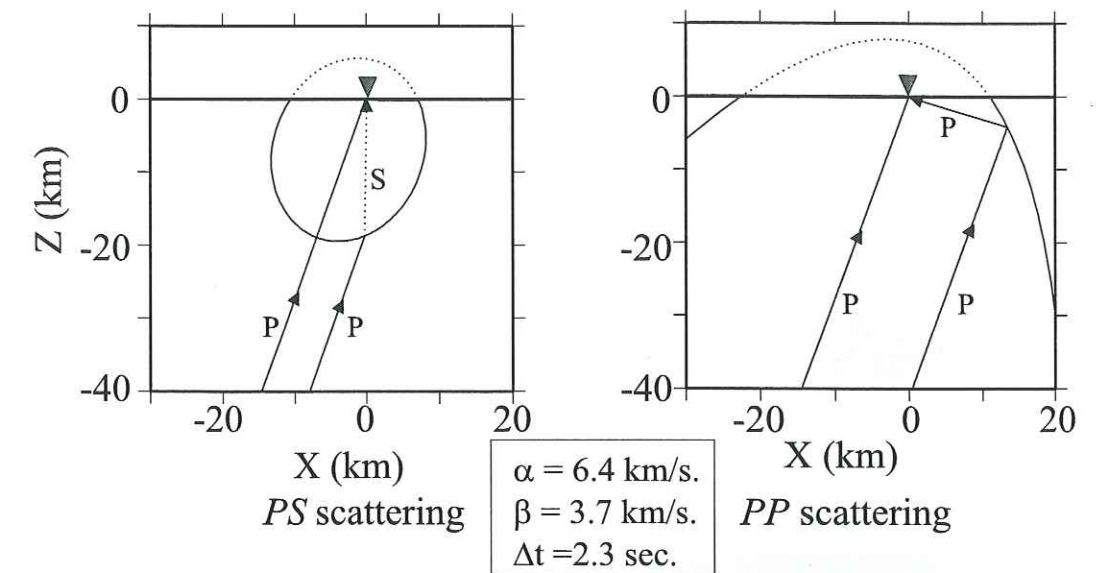


Figure 15. Isochronal curves for scattering points in a homogeneous medium. On the right panel is shown the PP scattering scheme and on the left panel the PS one. We consider a plane P -wave propagating with an incidence angle of 20° . The recording point position is given by the triangle. The curves are computed for a time delay of 2.3 sec. for both the PS - and the PP -scattering. The curve is the location of potential scattering points which contribute to the seismic signal at the station for a given delay with respect to the P -wave arrival time.

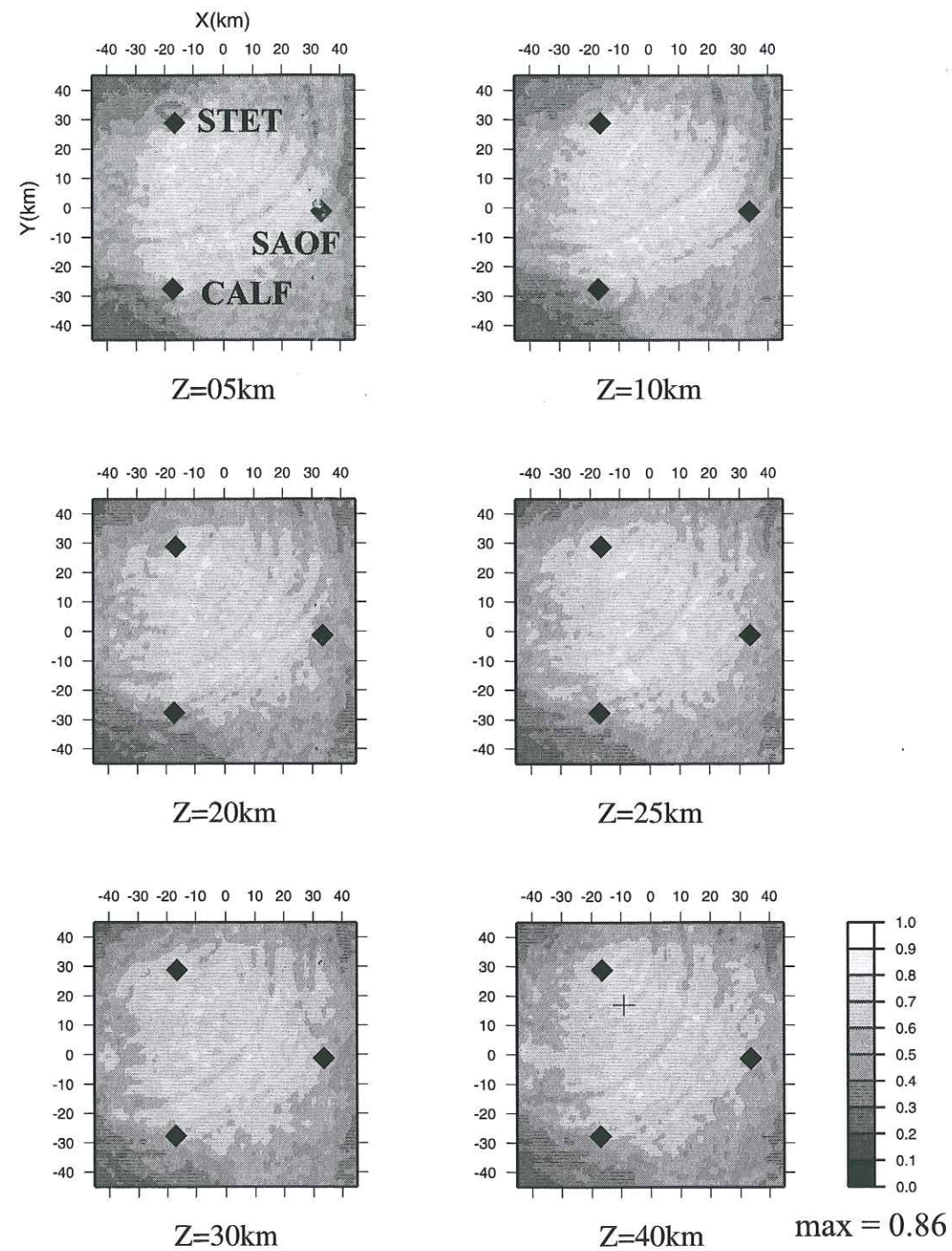


Figure 16. Horizontal sections through the scattering inversion grid. Single P_S scattering is considered. The cross indicates the maximum (0.86) observed.

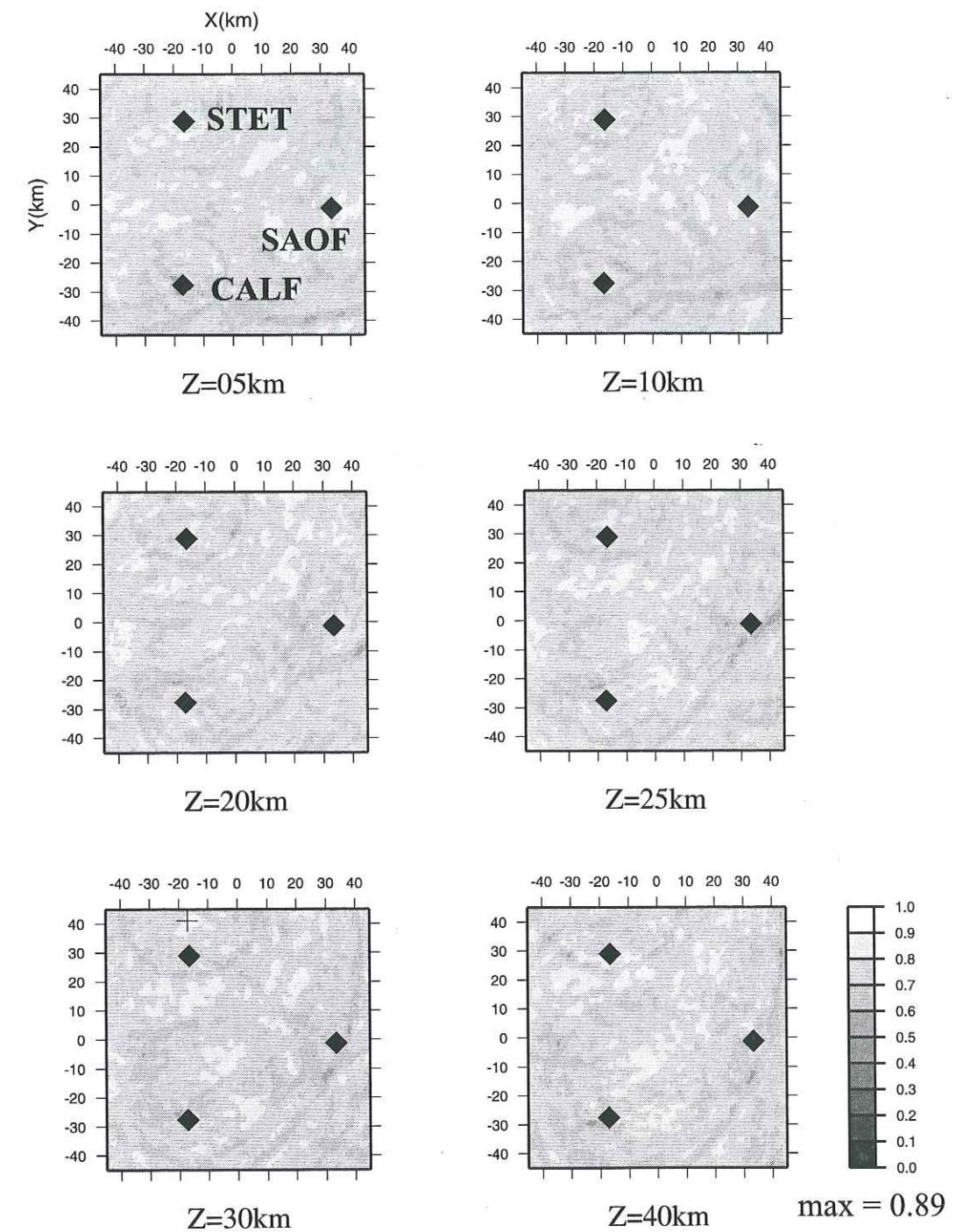


Figure 17. Horizontal sections through the scattering inversion grid. Single P_P scattering is considered.

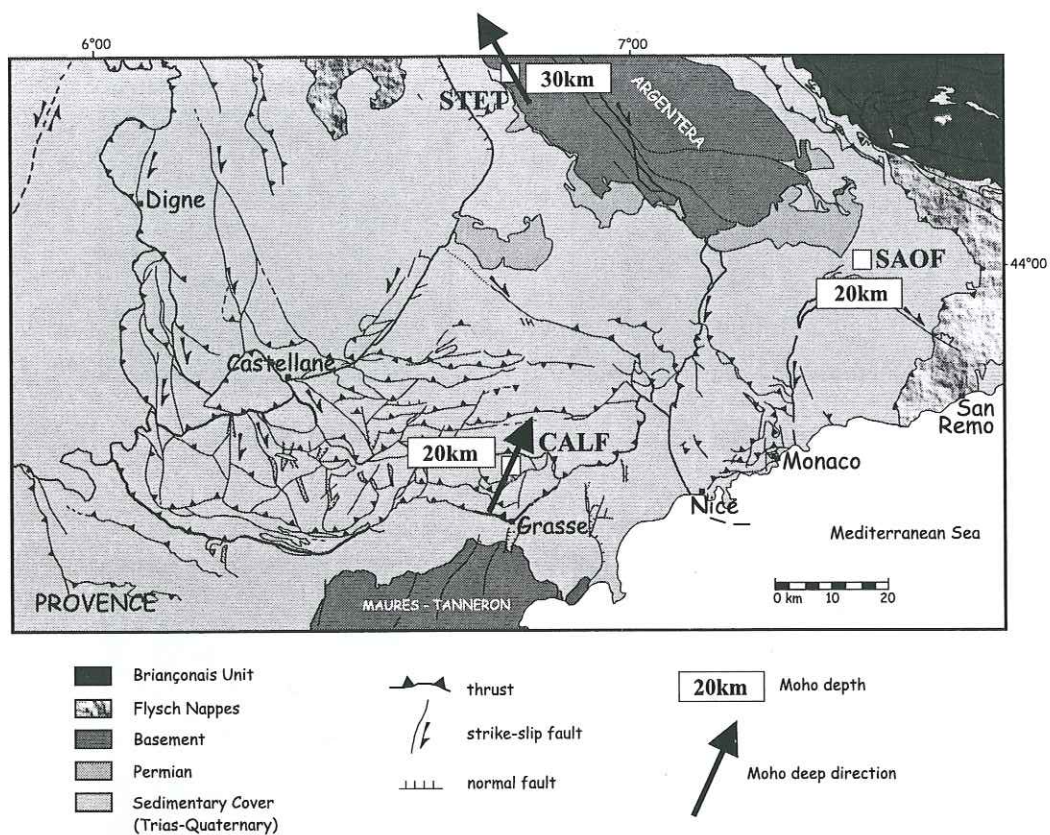


Figure 18. Moho depths beneath the three recording points on a schematic structural map after Laurent (1998).

THÈSE
présentée par
Etienne BERTRAND

**SISMOLOGIE LARGE-BANDE : DES ONDES DE VOLUME AUX STRUCTURES DE
LA CROÛTE ET DU MANTEAU SUPÉRIEUR.**
-APPLICATION AUX ALPES MARITIMES (FRANCE) ET À LA CAMPANIE (ITALIE)-

Résumé

En étudiant la propagation des ondes de volume, nous pouvons d'une part caractériser les variations brutales des propriétés physiques des matériaux et d'autre part évaluer l'anisotropie du manteau.

Le calcul des fonctions de transfert apporte une normalisation des signaux sismologiques en supprimant les effets de la source et de la propagation des ondes au voisinage de celle-ci et en isolant les phases converties *PS* sous le point d'enregistrement. Plusieurs traitements ont été appliqués aux fonctions de transfert obtenues à partir des enregistrements du réseau TGRS installé à partir de 1995 dans le sud des Alpes françaises et la Corse.

Afin de compléter les données, nous avons déployé des stations temporaires dans le cadre du programme GéoFrance 3D. L'étude conjointe de la forme des composantes longitudinales et transverses de ces fonctions a permis de mettre en évidence une croûte anormalement fine, sous l'extrême sud-est de la France, accompagnée d'une géométrie complexe de l'interface croûte/manteau. Nous montrons également les fortes variations de profondeur des principales discontinuités du manteau supérieur entre le sud de l'Europe occidentale et l'Afrique du nord. Nous observons ainsi un approfondissement significatif de la discontinuité "410" entre les Alpes Maritimes et le sud algérien tandis que dans un même temps, l'interface "670" s'élève d'une trentaine de kilomètres.

Les données sismologiques acquises lors de la campagne BROADVES nous ont permis d'observer un pendage vers le nord-est du Moho sous la région du Vésuve (Italie). D'autre part, un deuxième réflecteur plus profond est interprété comme la trace fossile d'une subduction européenne.

Dans le sud des Alpes occidentales, l'analyse de l'anisotropie du manteau est menée à partir de l'observation de la biréfringence des ondes SKS. Les données elliptiques que nous étudions fournissent une direction d'axe rapide et un délai moyen pour la région. Les résultats obtenus aux stations sont très homogènes mais ne correspondent pas au mouvement absolu des plaques prédit par le modèle NNR-NUVEL1. La direction de l'axe rapide N10° refléterait ainsi la déformation de la lithosphère et non la direction d'écoulement du manteau à sa base. Le délai moyen obtenu permet d'estimer l'épaisseur de la zone anisotrope à 130 kilomètres.

Mots clés

Sismologie large-bande; Ondes converties; Fonction de transfert; Anisotropie sismique;
Lithosphère; Manteau supérieur; Alpes; Corse; Vésuve